

AN EMPIRICAL ACOUSTIC CRITERION

by T. SOMERVILLE

British Broadcasting Corporation, London

Summary

This paper describes the derivation of a tentative empirical acoustic criterion related only to the acoustic characteristics which are directly audible. It makes use of data derived from the analysis of reverberation time/frequency characteristics, combined with an analysis of the irregularity of the decays in pulsed glide displays. It is realised that modifications to the criterion may be necessary after more extensive use, but in its present form the agreement with the subjective assessments of B. B. C. studios is good.

Sommaire

On décrit le mode d'établissement d'un critère acoustique empirique d'essai qui ne se réfère qu'à des caractéristiques acoustiques audibles directement. Ce critère comporte l'utilisation des données fournies par l'analyse des caractéristiques temps de réverbération-fréquence, et des résultats de l'analyse des irrégularités des atténuations sur les représentations du type «pulsed glide». On prévoit que le critère devra peut-être subir des modifications quand on l'aura soumis à l'épreuve de la pratique, mais, sous sa forme actuelle, il concorde bien avec les appréciations subjectives faites sur des studios de la B. B. C.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein empirisches akustisches Kriterium, das sich nur auf die akustischen Eigenschaften von Räumen bezieht, die direkt hörbar sind. Das Kriterium benutzt Meßdaten aus Nachhallzeit-Frequenz-Kurven und aus einer Analyse der Schwankungen des Abklingens von Schallimpulsen in dem betreffenden Raum. Es ist möglich, daß das Kriterium später, nachdem mehr Erfahrungen gesammelt worden sind, etwas modifiziert werden muß, aber schon in der vorliegenden Form ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der subjektiven Beurteilung der B. B. C. Studios.

In the field of acoustics there never has been any thoroughly reliable correlation between objective criteria and subjective characteristics. The acoustician therefore frequently finds himself submerged in a morass of opinions normally having little connection with the acoustic characteristics under investigation. Many workers have endeavoured to devise reliable criteria, the most successful being SABINE with his reverberation time method. His work enabled objective comparisons to be made, and resulted in considerable advances in the acoustic treatment of buildings. Nevertheless, in the light of modern knowledge, the reverberation time method has been found to be unreliable since there are many instances of enclosures with similar volumes and reverberation times which differ considerably in acoustic properties.

Although SABINE's work on reverberation time investigations was published in 1922 [1] it was not until 1935 that WENTE [2] described a method

of analysing the characteristics of sound transmission in rooms. He studied the characteristics obtained on a high-speed level recorder when the sound from a loudspeaker was changed very slowly in frequency, and he showed that the fluctuations were much more violent when the room was reverberant. He was able to demonstrate that there was a relationship between the "transmission irregularity", as he called it, and the absorption in the room. In 1939 further work on this method was reported by F. V. HUNT [3]. The experience of many workers who have used the method is that the correlation of transmission irregularity with subjective acoustic properties is poor.

In the same year R. H. BOLT [4] and D. Y. MAA [5] published work on the frequency distribution of eigentones in rectangular rooms and more recently BOLT [6], [7] has made a statistical investigation into the normal frequency spacing of modes in rooms, and suggested a criterion.

This criterion, being statistical in essence, takes insufficient account of particular coincidences of a number of normal modes at the same frequency. It is well known that such coincidences can produce subjectively unpleasant results. R. B. WATSON [8] published a paper on the "modulation" of sound decays in rooms, and developed a criterion which related the modulation to the acoustic properties with some success, but he does not appear to have extended the investigation. Further work by BOLT and his associates on frequency response fluctuations and pulse statistics was published in 1950 [9], [10]. As far as is known the authors have not established any correlation with subjective assessments. Lastly, BOLT and DOAK [11] have deduced a theoretical criterion from work by HAAS [12], described by PARKIN and SCHOLLES, which may have some value in assessing the importance of discrete echoes. Since discrete echoes need not arise in modern buildings the criterion is probably of restricted use.

All these criteria, with the exception of reverberation time, have only limited application, which is not surprising, since no criterion can ever be reliable unless it takes account of the principal characteristics discernible by the ear. It is probably because the ear is conscious of the time taken for sound to decay that reverberation time has so far been the only reasonably satisfactory criterion. Apart from the length of reverberation time, the ear is also conscious of variations in reverberation time as a function of frequency, in other words it is sensitive to the irregularity in the reverberation time/frequency characteristic. Because of this, even quite unskilled listeners can observe "boominess" or "toppiness". On the other hand such characteristics as "transmission irregularity", "frequency irregularity" and the spacing of the normal modes, are not detected explicitly by the listener, although he may be conscious of their effects. Irregularity in decays is however audible and this probably explains why R. B. WATSON [8] found some correlation between the "modulation" of the decays and the subjective effects, although correlation was not very good. A new criterion has therefore been sought involving overall parameters determined both by the reverberation time/frequency curves and by the decay curves.

Although reverberation time/frequency characteristics have been used for many years as the only acoustic criterion, there is still no agreement on the desirable shape of the characteristic. For example, the Scandinavians and others believe that the curve should rise below 100 c/s. This is not favoured in orchestral studios or halls in

Britain because the powerful instruments at the low end of the musical scale are then likely to mask the remainder of the orchestra.

A parameter has therefore been evolved which expresses the divergence of the reverberation time/frequency characteristic from a value equal to the mean reverberation time, T_m . This we call R .

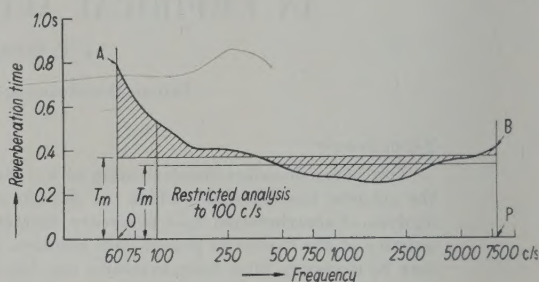


Fig. 1. Reverberation time/frequency characteristics of Belfast 2, T_m = mean reverberation time.

The procedure for deriving this parameter can be explained by considering Fig. 1, a typical reverberation time/frequency curve. If A_0 is the area AOPB under the curve, and L the length of the base line OP, A_0/L , measured in the units of the vertical scale, gives T_m by definition. If a horizontal line is drawn at height T_m , the ratio r of half the shaded area to the area AOPB gives the "mean divergence" from T_m . R is then defined in logarithmic units as

$$R = -20 \log_{10} 10r.$$

This arbitrary definition of R will be explained later.

Recently the details of a new type of acoustic "pulsed glide" test have been published [13], [14]. It was indicated in the article describing this test that a statistical analysis of the measurements was in progress. A method of visually assessing the randomness of patterns was described; this has however been abandoned in favour of an alternative method.

The method of analysis now used has been developed by F. L. WARD. Individual decay curves are enlarged photographically and traced, analyses being made at the following frequencies: 50, 100, 200, 300 c/s . . . 1, 1.2, 1.4, 1.6, 2 kc/s.

A straight line, as shown in Fig. 2, is drawn through the curve, such that over the range considered, approximately equal areas lie on either side of the line. This operation is very similar to the finding of the mean slope in the normal reverberation curve.

The total shaded area S on both sides of the line is measured with a planimeter. If the quan-

tity S/OB is determined and measured on the vertical scale of the decay curve, it defines a level difference D_1 dB, which will be 0 for an absolutely straight decay curve. The arithmetic mean D of D_1 for the above-mentioned frequencies is thus a measure of the general decay irregularity of the studio concerned.

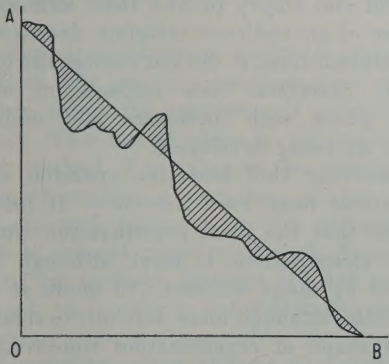


Fig. 2. Typical decay for steady tone. $D_1 = S/OB$ where S = shaded area.

We have now derived three overall parameters associated with a studio, namely T_m , R and D . A number of empirical methods were tried to combine two or all of these quantities to obtain a realistic acoustic criterion, but the only one that gave some promise of success was a comparison of a quantity

$$X = D + R$$

with T_m . It was to obtain the best correlation between X and T_m that R , in the form already defined, was chosen. It was then found that, plotting X (ordinates) against T_m (abscissa), good studios were represented by points lying mainly within the corridor indicated in Fig. 3, whereas studios of inferior behaviour were represented by points outside the corridor.

The subjective classification of the studios concerned is not based on elaborate subjective tests but on their reputations among the programme staff and artists who use them. It should be realised that in broadcasting circles studios, which are in continual use, quickly acquire reputations either good or otherwise.

The larger studios are employed exclusively for musical programmes, the medium studios for a variety of purposes, and the small studios for talks. The subjective assessments refer to the acoustic properties both as heard in the studios and by microphone and loudspeaker. To the skilled user the acoustic properties of any studio are easily recognisable from a broadcast or recording, and it is therefore found that either monaural or binaural listening gives the same assessment.

The results in Fig. 3 looked so promising that a mathematical study of the problem was carried out by J. W. HEAD.

The existence of the corridor suggests that there is a high correlation between $D + R$ and T_m

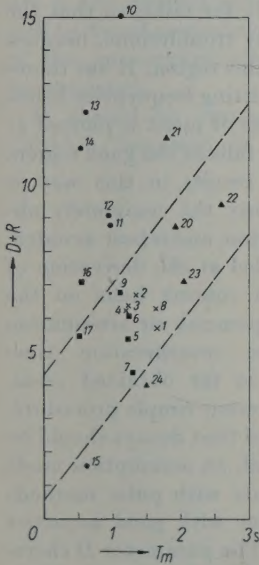


Fig. 3. Plots of $D + R$ (Fig. 3) and $D + 0.7R$ (Fig. 4) against T_m for 25 studios and concert halls. Good acoustics are indicated for points lying within the "corridor" in each figure.

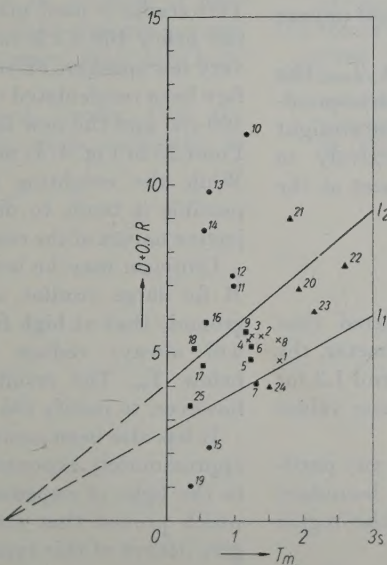


Fig. 4.

- 1 Maida Vale 1
- 2 Concert Hall, Broadcasting House
- 3 Swansea 1
- 4 Edinburgh 1
- 5 Maida Vale 2
- 6 Maida Vale 3
- 7 Charles Street, Cardiff
- 8 Criterion Restaurant 1
- 9 Paris Cinema
- 10 Manchester 1
- 11 Birmingham 4
- 12 Bristol 1
- 13 Portland Place 3
- 14 Portland Place 5
- 15 Bristol 5
- 16 Portland Place 3 (modified)
- 17 Portland Place 5 (modified)
- 18 Glasgow 8
- 19 Belfast 2
- 20 Free Trade Hall, Manchester
- 21 Royal Festival Hall, London
- 22 St. Andrews Hall, Glasgow
- 23 Usher Hall, Edinburgh
- 24 Civic Hall, Wolverhampton
- 25 Belfast 2 (modified analysis)

- × good acoustics
- probably good acoustics
- other acoustics
- ▲ concert halls

for good studios, but little correlation when all available studios are considered. A still higher correlation coefficient between $D+KR$ and T_m can be obtained for good studios when K is in the region of 0.5. If the correlation between $D+KR$ and T_m were perfect (correlation coefficient +1), it would imply a relation of the form

$$D+KR=A(K)+B(K) \cdot T_m$$

where $A(K)$ and $B(K)$ are functions of K only. As the correlation is not perfect, we can only make an attempt to determine the best-fitting values of $A(K)$ and $B(K)$ for the good studios by, say, the method of least squares.

The quantity

$$Z(K)=(D+KR)/[A(K)+B(K) T_m]$$

will then be distributed about a mean value close to 1 for good studios, and may have any value for the remainder. The quantity

$$\zeta(K)=\sum_g [Z(K)-1]^2$$

where the symbol \sum_g denotes summation for the good studios, would be zero if the relation were perfect, and is obviously a measure of the goodness of fit of the relation in other cases. The minimum value of $\zeta(K)$ is found to occur for K in the region of 0.5. Even in this case, however, some studios known to have qualities subjectively less than good give values of $Z(K)$ near 1.

The value of K which accords best with the subjective assessments of studios, would appear to be 0.7.

In Fig. 4, $Z(0.7)$ is plotted against T_m . The corridor within which lie the points corresponding to "good" studios is bounded by the straight lines l_1 and l_2 corresponding respectively to $Z(0.7)=0.8$ and $Z(0.7)=1.2$. These meet at the point where

$$D+0.7R=0,$$

$$3.39+1.43 T_m=0.$$

Tentatively, therefore, it is suggested that $Z(0.7)$ be regarded as a criterion parameter, the value of which should lie between 0.8 and 1.2 for studios classed as good, and outside these values for other classifications.

It is not yet known whether there is any particular significance in the fact that the boundary lines meet at a point well clear of the region associated with real enclosures.

To obtain values of $(D+0.7R)$ for volumes greater than those of B.B.C. orchestral studios it has been necessary to include a number of concert halls, which are included in the plots in

Figs. 3 and 4. It should be realised that the pulsed glide and reverberation measurements were made with the halls empty because it was not then possible to make pulsed glide measurements with audiences present. The results are not therefore strictly applicable to the normal conditions of use. Nevertheless, careful listening tests with the halls full and empty proved that, although the presence of an audience certainly decreased the reverberation time, it did not change the general acoustic character. New methods of making pulsed glides with audiences and orchestras present are being developed.

In deriving this tentative criterion certain assumptions have been necessary. It has been assumed that the ideal reverberation time/frequency characteristic is level, although this is disputed by many workers. No doubt it would be possible, although more difficult, to relate any desired shape of reverberation time/frequency characteristic and the divergences from it by a modified form of the parameter R , but in view of experience in Britain this seems to involve needless complication.

A case might however be made out for a form of "weighting" in certain circumstances. For example, Fig. 1 shows the reverberation time/frequency characteristic of Belfast Studio 2, which is shown by the criterion to be outside the good region (Fig. 4, Point 19). It will be observed that there is a considerable rise in the reverberation time of this studio (Fig. 1) below 100 c/s. This studio is used mainly for talks, so that the rise below 100 c/s is rarely troublesome, because very few speakers excite this region. R has therefore been recalculated omitting frequencies below 100 c/s, and the new figure of merit is plotted at Point 25 in Fig. 4. It now falls in the good region. While the weighting of results in this way is possible it tends to destroy the completely objective nature of the criterion, and is best avoided.

Criticism may be levelled at the derivation of R for large studios and concert halls on the grounds that at high frequencies air attenuation will always reduce the reverberation time below T_m . The results so far obtained seem, however, to justify the present simple procedure.

It has also been assumed that decays should be approximately exponential, an assumption made in the light of experiments with pulse methods which proved that studios with good acoustics give decays of this type. The parameter D therefore expresses the divergence of the decays from the truly exponential value.

An interesting example of the possibilities of the criterion is given by Studios 3 and 5 at Port-

land Place. In the condition corresponding to points 13 and 14 in Fig. 4 these studios were considered to be poor. Adjustments were therefore carried out, resulting in a marked improvement to a satisfactory condition, the new positions in Fig. 4 being at points 16 and 17. Point 17 is within the good region and 16, though still outside, has moved much nearer to the good region.

The derivation of the parameter R presents no difficulties, but not every organisation will find it easy to obtain the parameter D with sufficient accuracy. The pulsed glide is the most satisfactory method of arriving at the parameter D because it enables a complete picture of the variations with frequency to be obtained. Although in present practice only the frequencies specified are used, an attempt is being made to carry out the analysis automatically using all the decay curves in the pulsed glide. Inspection of the complete pulsed glide is also essential to enable any abnormalities to be noted.

For those organisations which have facilities only for reverberation time measurements, an approximation to the criterion can be obtained by making sample reverberation measurements at the specified frequencies using steady, not warbled, tone.

This empirical and tentative criterion is intended to provide a measure of acoustic quality in a manner not hitherto available. The preliminary results show promise, but only extensive use of the method can test its validity. It may well be found necessary to make changes to some of the parameters when more data has been accumulated.

It should be emphasised, finally, that the criterion discussed is not alone sufficient to

establish the acoustic properties of an enclosure. It must be considered in conjunction with the usual data relating reverberation time to volume. Furthermore, in the complete assessment of the properties of an enclosure isolated abnormalities, such as prominent undamped modes and structural resonances, require diagnosis, the best method probably being from inspection of pulsed glide patterns.

Acknowledgments

The author wishes to thank the Chief Engineer of the British Broadcasting Corporation for permission to publish this paper, and J. W. HEAD and F. L. WARD for their assistance.

(Received 1st February, 1953).

References

- [1] SABINE, W. C., Collected papers on acoustics. Harvard University Press, 1922.
- [2] WENTE, E. C., J. acoust. Soc. Amer. **7** [1935], 123.
- [3] HUNT, F. V., J. acoust. Soc. Amer. **10** [1939], 216.
- [4] BOLT, R. H., J. acoust. Soc. Amer. **10** [1939], 228; **11** [1939], 74.
- [5] MAA, D. Y., J. acoust. Soc. Amer. **10** [1939], 258.
- [6] BOLT, R. H., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 130.
- [7] BOLT, R. H., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 79.
- [8] WATSON, R. B., J. acoust. Soc. Amer. **13** [1941], 82 A.
- [9] BOLT, R. H. and ROOP, R. W., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 280.
- [10] BOLT, R. H., DOAK, P. E. and WESTERVELT, P. J., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 328.
- [11] BOLT, R. H. and DOAK, P. E., Letter in J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 507.
- [12] PARKIN, P. H. and SCHOLES, W. E., Wireless World **57** [1951], 44.
- [13] SOMERVILLE, T. and GILFORD, C. L. S., B. B. C. Quart. **7** [1952], 1.
- [14] SOMERVILLE, T. and GILFORD, C. L. S., B. B. C. Pulsed-glide displays. FM/TV, The Journal of Radio Communication. Part I: **12** [1952], No. 6, 22; Part II: **12** [1952], No. 7, 28; Part III: **12** [1952], No. 8, 22.

CONCERNING COMBINED AND DEGENERATE VIBRATIONS OF PLATES

by MARY D. WALLER

Formerly at Royal Free Hospital School of Medicine, London

Summary

The distinction between "combined single" and "combined normal" vibrations of elastic plates is discussed, and also the two uses which are made of the latter term. The modes of vibration with equal characteristic frequencies of square and regular triangular plates do not combine because they belong to different classes of symmetry. All the possible vibrations of a plate of geometrical shape must be "mechanically balanced" about one or more lines of symmetry, and the additional "degenerate" vibrations which are predicted by the mathematical theory are impossible. A "coupling by symmetry" which has been observed with rectangular plates is described.

Sommaire

On indique la différence existant entre les vibrations « combinées simples » et « combinées normales » des plaques élastiques, ainsi que deux emplois de cette dernière appellation. Les modes de vibration à mêmes fréquences caractéristiques de plaques carrées ou en forme de triangle équilatéral ne se combinent pas, car elles appartiennent à des classes de symétrie différentes. Toutes les vibrations possibles d'une plaque ayant une forme géométrique doivent être « équilibrées mécaniquement » par rapport à une ou plusieurs lignes de symétrie, et les vibrations « dégénérées » additionnelles que prédit la théorie mathématique sont impossibles. On décrit un « couplage par symétrie » qui a été observé dans le cas de plaques rectangulaires.

Zusammenfassung

Die Unterscheidung zwischen „kombinierten primitiven“ und „kombinierten normalen“ Eigenschwingungen elastischer Platten sowie die beiden Anwendungen des zweiten Ausdrucks werden besprochen. Die Eigenschwingungen mit gleicher Eigenfrequenz von quadratischen und dreieckigen Platten lassen sich nicht kombinieren, da sie zu verschiedenen Symmetrieklassen gehören. Alle möglichen Schwingungen einer Platte müssen bezüglich einer oder mehrerer Symmetrielinien „mechanisch ausgewogen“ sein. Die von der mathematischen Theorie vorausgesagten zusätzlichen „entarteten“ Schwingungen treten nicht auf. Eine „Kopplung durch Symmetrie“, die bei rechteckigen Platten beobachtet wurde, wird beschrieben.

1. Introduction

The vibrations of elastic plates are now of technical as well as of theoretical importance, and the purpose of the present discussion is to remove certain misunderstandings which exist regarding such matters as "single" or "primitive", "combined" and "degenerate" vibrations.

A few words must first of all be said concerning the classification of normal CHLADNI figures adopted in a previous paper [1] and shown in Fig. 1. This classification is based upon the simple consideration that all vibrations of plates must be "mechanically balanced" about nodal and antinodal lines of symmetry. We then pass on to the more difficult points which give the paper its title.

We shall be dealing with free, essentially undamped, vibrations for which the resonance is very sharp. Care has been taken throughout to

distinguish between theory, ideal experiment, and experiment as it exists in practice. The figures included have been copied from the writer's photographic records with the exception of three hypothetical patterns which are shown with broken lines.

2. The normal modes of vibration

The normal, or characteristic, modes of vibration of different plates correspond with one another, that is to say every normal CHLADNI figure on one plate has its counterpart on every other plate [1].

This fundamental fact can be appreciated by studying the four "corresponding" or "characteristic" diagrams of Fig. 1, where the nodal systems of four different plates are arranged so that those which occupy the same positions correspond with one another.

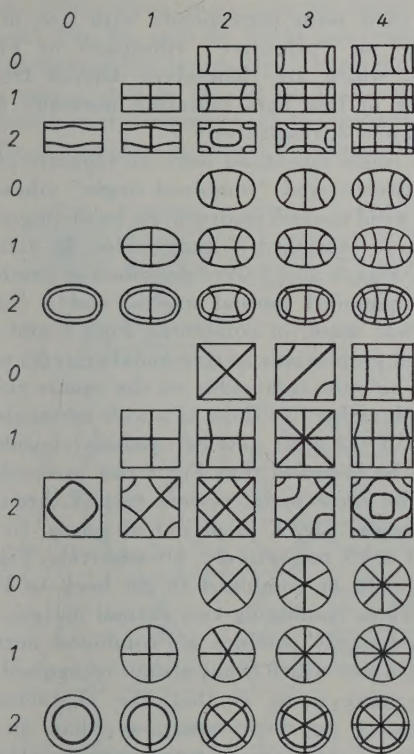


Fig. 1. Corresponding or characteristic diagrams.

The general principle underlying the vibrations of two-dimensional systems is most clearly illustrated on a rectangular plate, the vibration patterns of which are simple because each of the two median lines of symmetry is parallel to one of the sides. The numerals above the columns, and to the left of the rows, indicate the number of nodal lines which run in the general direction of the shorter and longer lines of symmetry respectively, and it will be noted that in passing along a row or column, each system includes one more nodal line than the preceding one.

The number of classes of symmetry of a plate which possesses m lines of symmetry is equal to $2f$ where f denotes the number of factors of m . On characteristic diagrams, these classes are exhibited in the same order in every 2 rows and m columns. This rule may be verified in Fig. 1, where diagrams can be continued as required both downwards and to the right [1].

We may look at the square nodal systems in some detail as these will enter very specially into subsequent discussion. Here $m=4$, the 3 factors of which are 1, 2 and 4 and the 6 classes recur in every 2 rows and 4 columns. After examining the Chladni nodal systems, the vibrations may be studied in terms of the less obvious antinodal

lines of symmetry. The displacements of the surface at mirror-image positions on either side of nodal and antinodal lines of symmetry are always equal to each other, out of phase when the line is nodal, and in phase when it is antinodal.

All the normal vibrations conform to the symmetry of the surface and the diagrams provide spaces for every one of them*.

When comparing the vibration patterns with those of other plates it is interesting to study two rows at a time, coupling each system in the upper row with the pattern which precedes it in the lower row. Then 0|2, with 2 nodal diagonals and 2 antinodal medians, and 1|1, with 2 antinodal diagonals and 2 nodal medians, both correspond with 2 nodal diameters of the circular plate; 0|3, with one nodal and one antinodal diagonal, and 1|2, with one nodal and one antinodal median, with 3 diameters; 0|4, with 4 antinodal, and 1|3 with 4 nodal lines of symmetry, with 4 diameters, and so on. More than $m=4$ nodal (or antinodal) lines cannot pass through the centre, and in the 0|5 mode (not shown) and 1|4 mode, the design reverts to the symmetry of the 0|3 and 1|2 pair of systems. These 2 last classes have only a 2-fold axial symmetry as compared with the remaining 4 classes where the axial symmetry is 4-fold, and they occur twice as often because if one nodal line is added on one side of the nodal diagonal it only requires another line on the other side to restore the balance whereas, when the symmetry is 4-fold, lines cannot be added except in multiples of four.

3. Single, combined and degenerate vibrations

Note on theory. The wave equation (see [3] § 217, [6] 21.1) of a two-dimensional vibrating system when the restoring force is due to elasticity is

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + c^4 \nabla^4 z = 0 \quad \text{in which} \quad c^4 = \frac{Eh^2}{3\rho(1-\sigma^2)}.$$

E is Young's modulus, and σ Poisson's ratio, $2h$ the thickness and ρ the density. In polar coordinates,

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

and in rectangular coordinates,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

In the development of the theory, the vibrations of a plate are then regarded as made up of two "single" or "primitive" standing waves at right angles to each other.

* Cf. [2] where the arrangement corresponds with the approximate theory [3], [4], [5].

According to the equation, which is linear, the principle of superposition is applicable [7], and when two normal modes of vibration have equal periods they can combine in any proportions regardless of the symmetry. This conclusion assumes that when a standing wave is set up in one direction it has no effect in a direction at right angles to this, i. e. that there is no interaction or "coupling".

We pass on now to examine some of the experimental facts.

Circular plate. In addition to the nodal diameters and circles of theory [3] and of good practice [8], additional Chladni figures sometimes occur in the laboratory whose cause can be traced to a very slight want of uniformity of the plate. Such patterns can be changed e. g. from Fig. 15 (0|10, 1|6) to Fig. 16 (0|10, 1|6) by altering the external constraints. It is convenient to call them "compounded" or "combined" normal systems because the design is a combination of two normal nodal systems whose periods are very nearly equal to one another. The term however, is not strictly accurate. The normal 0|10, Fig. 13, and 1|6 Fig. 14, which exist on the ideal plate do not exist on the so called "circular" plate where a design like that of Fig. 15 is "normal".

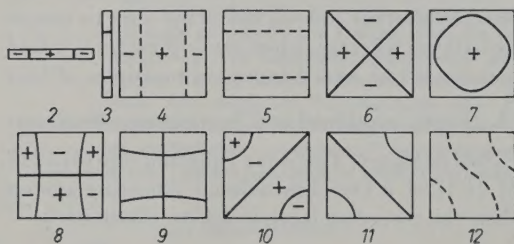


Fig. 2-12. To illustrate "single", normal and hypothetical degenerate vibrations.

This type of combined design is not uncommon in engineering practice, e. g. on turbine disks [9], [10].

Square plate. The four modes with 4-fold symmetry (when two terms only of the RAYLEIGH-RITZ series equation are retained) are given approximately by

$$z = u_m(x)u_n(y) \pm u_n(x)u_m(y) = 0 \quad (1)$$

in which z denotes the displacement at the point x, y and $u(x)u(y)$ are the normal functions of a free bar which is equal in length to the side of the plate [3], [4], [5]. For Figs. 7 and 6, for instance,

$$z = u_2(x)u_0(y) \pm u_0(x)u_2(y) = 0, \text{ respectively.}$$

Here each term corresponds with one of the "single" or "primitive" vibrations of Figs. 4 and 5, which are themselves derived from a number of free bars vibrating normally as in Figs. 2 and 3, respectively.

The single vibrations have no separate physical existence, and "combined single" vibrations which yield normal modes, must be distinguished from true combined normal modes. In a recent paper, Figs. 6 and 7 were described as combined or compounded normal modes, and a further error was made in combining Figs. 4 and 5 in unequal proportions to give nodal systems which would be quite impossible on the square surface but look rather like those of a wide rectangle.

Figs. 8-12 must now be carefully considered. It will be observed that Fig. 8 can be combined with the same nodal system turned through a right angle, Fig. 9, in or out of phase, to give Fig. 11 or 10, respectively. Alternatively, Figs. 10 and 11 can be combined to get back to Fig. 8 or 9. Thus, combining two normal designs does not necessarily produce a "combined normal" design, a fact which is not always recognised.

The next point is that the characteristic frequencies are here equal, so that, in the language of quantum and wave mechanics theory, Figs. 8 and 10 represent "degenerate" modes. Indeed, half the square nodal systems consist of such degenerate pairs for which, theoretically,

$$z = Au_m(x)u_n(y) \pm Bu_n(x)u_m(y) = 0 \quad (2)$$

where the amplitude constants A and B may now have any values and the sum of the integers m and n is odd. For Fig. 12 where $m=2$ and $n=1$, $A > B$.

These additional vibrations are impossible and have never been observed. Thus, let a uniform square plate be set into vibration, as in Fig. 8, and then lightly touched at one of the corners. The sand pattern will change over to Fig. 10 more rapidly than the eye can follow. It is equally easy to pass from Fig. 10 to Fig. 8 by touching the middle of one of the sides. But any attempts to produce a Fig. 12, by controlling at some other position, will damp out the vibration immediately. The energy of the vibration passes to one or other of the two normal modes but cannot be shared.

But a Chladni figure similar to Fig. 12 does sometimes occur in practice, instead of the separate modes, on plates which are not true squares, see Fig. 25. The periods being equal, it will only require the slightest departure from uniformity to produce such a result, see CHLADNI's figure 66b [15] which had to be used

by the writer when rearranging his square drawings [2]. Fig. 25, with its 2-fold axial symmetry and absence of line symmetry, is typical of parallelograms, e. g. Figs. 26 and 27. It is worth noting also how it compares with the rhombic mode of Fig. 28 which is governed by symmetry.

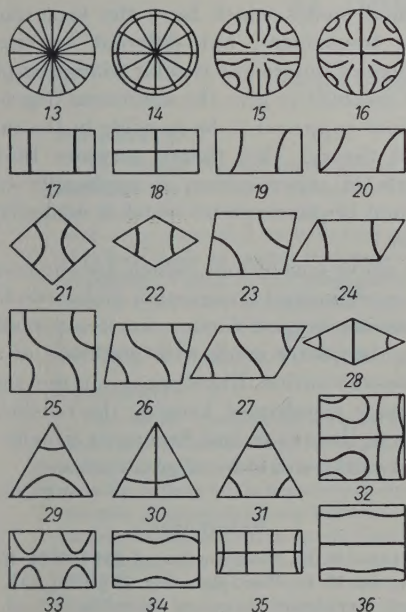


Fig. 13—36. To illustrate "combined" and coupled modes.

Numerous other observations confirm the above facts. In Fig. 32, for instance, two modes of equal period, can as it were, be seen competing with each other and it requires an exceptionally uniform plate to avoid this particular distorted design, which may be recognised again in TYNDALL's Fig. 68, 4th row [11].

It may be concluded with certainty that all possible vibration patterns of square plates fall into one of the six classes of symmetry and that additional degenerate vibrations which would not fit into the characteristic diagram of Fig. 1, are impossible. Five of the classes are given by eq. (1), while the remaining class, in which one median is nodal, is given by its first term. Eq. (2) may be dispensed with. We recall that eq. (1) is approximate.

It is noteworthy that any published illustrations of degenerate vibration patterns on plates, e. g. COLWELL [12], are graphical constructions, and, that this statement is also true of vibrating membranes, see [13], [14], [6].

Regular triangular plate. Similar conclusions to the above can be arrived at in connection with other shaped plates, e. g. the regular triangular

plate, where the characteristic frequencies are sometimes equal, or almost equal, to one another. Thus the relative frequencies, corresponding to Figs. 29...31 (where 3 of the 4 possible classes are represented) are, according to experiment, equal to 1.06, 1 and 1.01 respectively. A very slight external control may now produce distorted figures, e. g. CHLADNI's Figs. 220 and 221 [15] but the normal modes of the ideal plate do not combine. Many other, as yet unpublished, observations support this conclusion.

Rectangular plates. Combined vibration patterns may be studied to advantage on rectangular plates where 4 classes may be distinguished according as one or other of the medians is nodal, or both medians either nodal or antinodal, see Fig. 1.

Figs. 17...20 relate to an early record [16] made on a 1.93×1 brass plate which gave out the same note for the normal modes of Figs. 17 and 18. The modes combined (though this was not recognised at the time) to give Figs. 19 or 20, because of the control introduced by holding the plate between the finger and thumb (as CHLADNI so often did) and exciting it by bowing. Figs. 19 and 20, with their 2-fold axial symmetry and absence of line symmetry, are typical of parallelograms, e. g. Figs. 23 and 24. Compare also the rhombic Figs. 21 and 22, where both the diagonals are antinodal.

CHLADNI deliberately constrained and cut his rectangular plates so as to obtain combined designs. More often than not, his results, Figs. 157 to 177 [15], conformed with rectangular symmetry. If care be taken to avoid external constraints, the writer has found that such designs are always symmetrical [17] as exemplified in Figs. 33...36, in which the longer median is nodal. The normal $1/4$ and $3/0$ systems are shown in Figs. 35 and 36, while their modified appearance, on a 1.53×1 brass plate, is given in Fig. 33, $1/4$ ($3/0$) and Fig. 34, $3/0$ ($1/4$) respectively. The important new point is that the corresponding characteristic frequencies are here only very approximately, and not almost equal, to one another, 7.09 and 7.5 respectively (as compared with the gravest tone taken as unity). These observations have drawn attention to a "coupling by symmetry" and it would be of great interest to experiment further with materials of different Poisson's ratios in order to decide definitely whether, or not, it is due to the anticlastic curvatures. A change in Poisson's ratio [18] is known to affect the frequency rather than the nodal design, and it is conceivable that the coupling is occasioned by the shape and would still exist with a zero value of Poisson's ratio.

In view of engineering problems, which occur, for example, with elongated plate-like turbine blades, and also with aircraft and marine propeller blades [19] many further observations on rectangular (and elliptical) plates would be welcome. The results would be relevant also to ultrasonic vibrations, e. g. those of quartz plates, where incidentally, optical methods must sometimes replace the Chladni powder method at the higher frequencies [20].

Historical note. A theory which finds universal acceptance over a large period of years is usually founded either on prior experiment, or else is subsequently verified by experiment. Elsewhere, it would be of interest to make a critical and historic review of published Chladni figures with a view to determining why the principle of superposition, which is mentioned as early as 1877 in Lord RAYLEIGH's first edition of "Theory of Sound", § 231, was applied to the vibrations of elastic plates.

From Figs. 25, 11 and 12 above, it is evident, that faulty experiment can yield results which may easily be confused with a "degenerate" combination. Thus, in R. KOENIG's paper to which Lord RAYLEIGH refers (the date on p. 383 of the 1894 second edition should read 1864, not 1884) only rectangular figures will be found. The experimental results shown are due to distortion caused by the experimental conditions and the graphical constructions are not valid. Again, STREHLKE published figures biased by his conviction that the nodal lines must be curved and must not intersect.

4. Conclusion

"Single" or "primitive" vibrations of equal period may be combined, in theory and in graphical constructions, to form normal vibrations of elastic plates.

The single vibrations do not usually have any separative physical existence and they can only be combined in equal proportions, in or out of phase, to produce two normal modes, which themselves, always conform to the symmetry of the surface.

The "combined" or "compounded" normal vibration patterns, which are of importance in practice, are really caused by a slight want of uniformity in the dimensions or texture of the plate. They occur *instead of* two (or more) normal nodal systems of the ideal plate whose frequencies are either equal, or nearly equal, to each other.

A true combined normal mode has not, as far as is known, yet been recorded. But the "coupling by symmetry" mentioned in connection with rectangular plates suggests, that, if two natural modes have the same symmetry, as well as the same frequency, they may combine in equal parts.

Normal modes which have the same characteristic frequencies, but different symmetries, e. g. those of square and regular triangular plates, do not combine to give the additional degenerate vibrations supposed to be possible in the mathematical theory. This theory assumes that the principle of superposition is applicable to the vibrations of elastic plates which is evidently not the case.

The above conclusions, which are the result of much experimental observation under conditions of precision, suggest further work, especially on rectangular plates made with materials of varying Poisson's ratios. Experiments on rectangular and square *membranes*, keeping the tension uniform as in ROBINSON and STEPHENS circular soap films, see [21], would be of great interest.

(Received 4th May, 1953.)

References

- [1] WALLER, M. D., Proc. roy. Soc. A **211** [1952], 265.
- [2] WALLER, M. D., Proc. phys. Soc. **51** [1939], 831.
- [3] Lord RAYLEIGH, Theory of sound I, 2nd ed. Macmillan & Co., London 1894, ch. IX, X.
- [4] Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. **22** [1911], 225.
- [5] RITZ, W., Ann. Phys. **28** [1909], 737.
- [6] MORSE, P. M., Vibration and sound. McGraw-Hill Book Co., New York 1936, ch. V.
- [7] COULSON, C. A., Waves, a mathematic account of the common types of wave motion; 6th ed. Oliver and Boyd, London 1952.
- [8] WALLER, M. D., Proc. phys. Soc. **50** [1938], 70.
- [9] CAMPBELL, W., Trans. Amer. Soc. mech. Engrs. **46** [1924], 31.
- [10] POCHOBRADSKY, B., JOLLY, L. B. W. and THOMPSON, J. S., Engineering **132** [1931], 54.
- [11] TYNDALL, J., Sound; 4th ed. Longmans, Green & Co., London 1883.
- [12] COLWELL, R. C., J. Franklin Inst. **221** [1936], 635.
- [13] BARTON, E. H., Text-book on sound. Macmillan & Co., London 1914, ch. V.
- [14] LAMB, H., Dynamical theory of sound; 2nd ed. E. Arnold & Co., London 1931, ch. V.
- [15] CHLADNI, E. F. F., Die Akustik. Breitkopf und Härtel, Leipzig 1802.
- [16] WALLER, M. D., Nature **143** [1939], 27.
- [17] WALLER, M. D., Proc. phys. Soc. B **62** [1949], 277.
- [18] WALLER, M. D., Proc. phys. Soc. **52** [1940], 710.
- [19] GRINSTED, B., Proc. Instn. mech. Engrs. (A) **166** [1952], 297.
- [20] BERGMANN, L., Der Ultraschall; 5th ed. S. Hirzel Verlag, Zürich 1949.
- [21] STEPHENS, R. W. B. and BATE, A. E., Wave motion and sound. E. Arnold & Co., London 1950, 87.

THE ACOUSTIC IMPEDANCE OF A POROUS LAYER AT OBLIQUE INCIDENCE

by J. S. PYETT

Physics Department, Imperial College, London

Summary

The specific normal impedance of a layer of anisotropic porous material for a plane wave incident in any direction is calculated in terms of the two propagation parameters of the material, the characteristic impedance and the propagation constant, assuming that one of the principal axes of the material is normal to the surface. Some impedance measurements at oblique incidence have been made on various thicknesses of rockwool, employing a transverse mode in a rectangular waveguide. Values of the propagation parameters for the refracted wave in the material are derived from these measurements and are in agreement with predicted values. The latter are based on normal incidence impedance measurements made on the same specimens, using the principal mode of the waveguide.

Sommaire

On calcule l'impédance normale spécifique d'une couche d'un matériau poreux anisotrope, pour une onde incidente plane, et pour une direction quelconque, en fonction des deux paramètres de la propagation dans le matériau, l'impédance caractéristique et la constante de propagation, dans l'hypothèse où un des axes principaux du matériau est normal à la surface. On a fait quelques mesures d'impédance sous incidence oblique sur différentes épaisseurs de laine minérale, en employant un mode transversal d'oscillations dans un guide d'onde rectangulaire. On a déduit des résultats des mesures les valeurs des paramètres de propagation de l'onde réfractée dans le matériau; elles sont en bon accord avec les valeurs prévues. Ces dernières sont basées sur les résultats de mesures d'impédance sous incidence normale, faites sur les mêmes échantillons en employant le mode principal du guide d'onde.

Zusammenfassung

Die spezifische Wandimpedanz einer Schicht aus anisotropem, porösem Material wird für eine ebene, unter einem beliebigen Winkel einfallende Welle berechnet. Die Impedanz wird in den beiden Ausbreitungsparametern des Materials, dem Wellenwiderstand und der Ausbreitungskonstanten, angegeben, wobei vorausgesetzt wird, daß eine der Hauptachsen des Materials normal zur Oberfläche liegt. Einige Impedanzmessungen bei schrägem Einfall wurden mit Schlackenwolle verschiedener Schichtdicke gemacht. Dabei wurde eine transversale Eigenschwingung eines rechteckigen Rohres benutzt. Aus den Messungen wurde die Ausbreitungskonstante der gebrochenen Welle im Material bestimmt. Sie stimmt mit den berechneten Werten überein. Die Rechnung basierte auf Impedanzmessungen bei senkrechtem Einfall an den gleichen Materialproben, die mit ebenen Wellen im Rohr ausgeführt wurden.

1. Introduction

Early work on the theory of the absorption of sound at oblique incidence by porous materials was restricted to those materials in which propagation of sound within the material is only possible in a direction normal to the surface of the material. RAYLEIGH [1] took an assemblage of cylindrical capillaries as a model of a porous material; PARIS [2] extended the treatment to a material with irregular pores and introduced the acoustical admittance per unit area to specify the absorbing properties of such a material, pointing out that the admittance is invariant with angle only if "disturbances are not propagated laterally".

The first writers to consider absorption by a wall of *isotropic* porous material were ZWIKKER [3] and CREMER [4] who calculate the specific normal impedance as a function of the angle of incidence. MONNA [5] repeats and extends ZWIKKER's derivation. BERANEK [6] obtains a similar impedance variation with angle of incidence.

MORSE and BOLT [7] calculate the impedance of a layer of porous material having different propagation characteristics in the directions parallel to and perpendicular to the surface. Their formulae contain the angle of refraction Φ , which is in general complex, and some graphs of impedance components as functions of frequency and flow resistance parameters are given for the case

of $\cos \Phi$, having a negligible imaginary part. These results are not valid, as will be shown later.

The oblique incidence formulae obtained in the papers cited are not at variance with one another as far as the variation of normal impedance with angle is concerned, provided that the assumptions made, explicitly or implicitly, in each case are taken into account. Few measurements have been made at oblique incidence however, and the validity of the general formulae for the variation of impedance with angle of incidence has not been tested. The present paper presents the results of some impedance measurements at normal and oblique incidence which permit a critical examination of the variation of normal impedance with angle of incidence.

2. The specific normal impedance of a layer of porous material

The acoustic properties of a homogeneous, isotropic porous material may be expressed in terms of a characteristic or wave impedance Z and a propagation constant γ which are related to the *effective air density* ρ and the *effective bulk modulus of elasticity* K (ZWIKKER and KOSTEN [8], SCOTT [9]). All these parameters are functions of the angular frequency ω and in general all are complex quantities. For a periodic disturbance the force equation is

$$\rho \partial \mathbf{u} / \partial t = -\text{grad } p \quad (1)$$

where p and \mathbf{u} are the acoustic pressure and the volume velocity respectively. The equation of continuity combined with the compressibility relation is

$$K \text{div } \mathbf{u} = -\partial p / \partial t. \quad (2)$$

Combining these we obtain a wave equation

$$\frac{1}{\gamma^2} \Delta p = p, \quad (3)$$

$$\gamma = j\omega \sqrt{\rho/K} \quad (4)$$

and for each solution of (3) the volume velocity is determined by

$$\gamma Z \mathbf{u} = -\text{grad } p, \quad (5)$$

$$Z = \sqrt{\rho/K}. \quad (6)$$

For instance a plane wave is possible in any direction x with pressure and velocity given by

$$p = P e^{j\omega t - \gamma x}, \quad (7)$$

$$u_x = p/Z.$$

It is usual to write $\gamma = \alpha + j\beta$; α is the attenuation constant and β the phase constant. β corresponds to the wave number $2\pi/\lambda$ in free air.

In certain ideal cases, such as a one-dimensional medium composed of parallel capillaries, it is possible to calculate ρ and K (which have imaginary parts due to the dissipative effects of viscosity and heat conduction respectively) and thence obtain γ and Z . In ordinary materials this is not possible, though ρ and K can be obtained from the relations (4) and (6) if measured values of γ and Z are available. The behaviour of the medium may be specified by any two of these four complex quantities, i.e. by four independent real quantities.

In an anisotropic medium ρ and possibly also K will depend on the direction of \mathbf{u} so that equations (1) and (2) become tensor equations. The relation between \mathbf{u} and $\text{grad } p$, in tensor form, is

$$\partial / \partial t (\rho_{ij} u_j) = -\partial p / \partial x_i \quad (8)$$

and equation (2) is now

$$\partial / \partial x_i (K_{ij} u_j) = -\partial p / \partial t. \quad (9)$$

If the medium is homogeneous and linear the components of ρ and K are constants. If the ρ and K tensors are both symmetric and have the same principal axes (which is to be expected since both owe their anisotropy to the anisotropy of the microscopic geometrical structure of the medium) then referred to these axes both the matrices are diagonal. We then obtain a wave equation

$$\frac{K_{ii}}{\rho_{ii}} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\omega^2 p. \quad (10)$$

Defining $Z_i \equiv \sqrt{\rho_{ii}/K_{ii}}$ and $\gamma_i \equiv j\omega \sqrt{\rho_{ii}/K_{ii}}$ (no summation being implied) the wave equation becomes

$$\frac{1}{\gamma_i^2} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = p, \quad (11)$$

the volume velocity being given by

$$\gamma_i Z_i u_i = -\partial p / \partial x_i. \quad (12)$$

Thus plane waves are possible in each of the principal directions; for example a wave in the x_1 direction is given by

$$p = P e^{j\omega t - \gamma_1 x_1}, \quad (13)$$

$$u_1 = p/Z_1.$$

For other waves \mathbf{u} is not in general in the direction of propagation.

The specific normal impedance of a layer of homogeneous porous material can now be calculated for a plane wave incident at an angle Θ to the normal. The layer is of thickness d and assumed of infinite lateral extent. It is backed by a rigid impervious wall. The principal axes are x

normal to, and y, z parallel to, the surface of the layer; this assumption is a reasonable one for materials manufactured in the form of rectangular slabs.

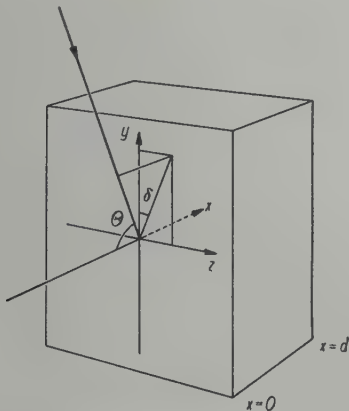


Fig. 1.

To illustrate relation of wave directions and axes.

Then if the plane of incidence makes an angle δ with the y -axis (Fig. 1) and k is the wave number in free air, the sum of the sound pressures of the incident and reflected waves is (omitting the time factor $e^{j\omega t}$)

$$p_0 = (A_0 e^{-jkx \cos \Theta} + B_0 e^{jkx \cos \Theta}) e^{jk(y \cos \delta + z \sin \delta) \sin \Theta} \tag{14}$$

The transmitted pressure may be written

$$p = (A e^{-qx} + B e^{qx}) e^{(ry + sz)} \tag{15}$$

and, in accordance with (11) and (12),

$$\frac{q^2}{\gamma_x^2} + \frac{r^2}{\gamma_y^2} + \frac{s^2}{\gamma_z^2} = 1, \tag{16}$$

$$u_x = \frac{q}{\gamma_x Z_x} (A e^{-qx} - B e^{qx}) e^{(ry + sz)}. \tag{17}$$

The continuity of pressure across the surface $x=0$ for all values of y and z requires

$$\begin{aligned} A + B &= A_0 + B_0, \\ r &= jk \sin \Theta \cos \delta, \\ s &= jk \sin \Theta \sin \delta. \end{aligned} \tag{18}$$

At $x=d$, $u_x=0$ i.e.

$$A e^{-qd} - B e^{qd} = 0. \tag{19}$$

The specific normal impedance at $x=0$ is

$$Z(d, \Theta) = \frac{p}{u_x} = \frac{A+B}{A-B} \cdot \frac{\gamma_x Z_x}{q} = \frac{\gamma_x Z_x}{q} \coth qd \tag{20}$$

where q , from (16) and (18), is

$$q = \gamma_x \sqrt{1 + k^2 \sin^2 \Theta \left(\frac{\cos^2 \delta}{\gamma_y^2} + \frac{\sin^2 \delta}{\gamma_z^2} \right)}. \tag{21}$$

When $\Theta=0$ equation (20) reduces to the familiar

$$Z(d, 0) = Z_x \coth \gamma_x d. \tag{22}$$

The expression for q , involving the three complex quantities γ_x, γ_y , and γ_z , is rather complicated; simple approximations exist, however, in the case of a medium with small attenuation per wavelength, particularly if $\delta=0$ (or $\gamma_y=\gamma_z$) whereupon equation (21) becomes

$$\begin{aligned} q &= \gamma_x \sqrt{1 + \frac{k^2 \sin^2 \Theta}{\gamma_y^2}} \\ &= (\alpha_x + j\beta_x) \sqrt{1 + \frac{k^2 \sin^2 \Theta}{(\alpha_y + j\beta_y)^2}}. \end{aligned} \tag{23}$$

An angle Φ is now defined by means of

$$k \sin \Theta \equiv \beta_y \sin \Phi. \tag{24}$$

Φ is a real angle and has no meaning beyond the above definition except in the case of zero attenuation when it becomes identical with the angle of refraction Φ_r given by Snell's law, which in the present notation is

$$jk \sin \Theta = \gamma_y \sin \Phi_r. \tag{25}$$

When the attenuation is not zero the angle of refraction is complex and the refracted wave is inhomogeneous; loci of points of equal phase are then parallel planes obliquely inclined to the surface, while loci of points of equal amplitude are planes parallel to the surface.

When α_x and α_y are small compared with β_x and β_y eq. (23) may be rewritten

$$\begin{aligned} q &\approx (\alpha_x + j\beta_x) \sqrt{1 - \sin^2 \Phi (1 + 2j\alpha_y/\beta_y)} \\ &\approx (\alpha_x + j\beta_x) \cos \Phi \left(1 - j \frac{\alpha_y \sin^2 \Phi}{\beta_y \cos^2 \Phi} \right) \\ &\approx \frac{\alpha_x}{\cos \Phi} \left(\cos^2 \Phi + \frac{\alpha_y \beta_x}{\beta_y \alpha_x} \sin^2 \Phi \right) + j\beta \cos \Phi. \end{aligned} \tag{26}$$

The corresponding expression used by MORSE and BOLT for the calculation of impedance components is equivalent to

$$q = \alpha_x \cos \Phi_r + j\beta_x \cos \Phi_r, \tag{27}$$

the imaginary part of $\cos \Phi$, being neglected. This imaginary part is however of the order of α_y/β_y and is only negligible when $\Phi_r=0$. When $\alpha_y/\beta_y = \alpha_x/\beta_x$ eq. (26) takes the very simple form

$$q \approx \alpha_x / \cos \Phi + j\beta_x \cos \Phi \tag{28}$$

which is incompatible with (27).

3. Principle of measurements

The method used for measuring propagation constants and characteristic impedances was based on that of FERRERO and SACERDOTE [10] which consists of measuring the specific normal impedances of two samples of different thicknesses. It is convenient to use thicknesses in the ratio 1:2; then, if the sample is backed by an infinite impedance in each case, the impedances measured are

$$R + jX \equiv Z(d, 0) = Z_x \coth \gamma_x d,$$

$$R' + jX' \equiv Z(2d, 0) = Z_x \coth 2\gamma_x d$$

$$\text{so } \frac{R + jX}{R' + jX'} = \frac{\coth \gamma_x d}{\coth 2\gamma_x d} = \frac{1 + \cosh 2\gamma_x d}{\cosh 2\gamma_x d}$$

$$\text{whence } \cosh 2\gamma_x d = U + jV,$$

$$U = \frac{R'(R - R') + X'(X - X')}{(R - R')^2 + (X - X')^2}, \quad (29)$$

$$V = \frac{X'(R - R') - R'(X - X')}{(R - R')^2 + (X - X')^2}.$$

The impedances $Z(d, 0)$ and $Z(2d, 0)$ were measured by the standing wave method which consists, ideally, of measuring the distance from the specimen D of the first point at which the sound pressure is a minimum, and the ratio r of minimum pressure to maximum pressure in the standing wave. The evaluation of the impedance from these measured quantities may be by means of a chart (such as the well-known circle diagram) or, with greater accuracy, by means of the formulae (SCOTT [11])

$$\frac{R}{Z_G} = \frac{2r}{(1 + r^2) + (1 - r^2) \cos 4\pi D/\lambda_G}, \quad (30)$$

$$\frac{X}{Z_G} = \frac{-(1 - r^2) \sin 4\pi D/\lambda_G}{(1 + r^2) + (1 - r^2) \cos 4\pi D/\lambda_G}.$$

Here Z_G denotes the specific impedance of the measuring tube and λ_G the wavelength of sound in the measuring tube. When R/Z_G and X/Z_G have been obtained and also, similarly, R'/Z_G and X'/Z_G , they are inserted in the expressions (29) for $\cosh 2\gamma_x d$. $2\gamma_x d$ is then obtained by means of nomograms (RYBNER [12]) of the hyperbolic cosine of a complex argument. When $\gamma_x d$ is known, Z_x may be calculated from

$$Z_x = Z(d, 0) \tanh \gamma_x d = Z(2d, 0) \tanh 2\gamma_x d$$

using the nomograms of the hyperbolic tangent of a complex argument. Both expressions for Z_x were evaluated, giving a check on the calculated value of $\gamma_x d$. The use of the nomograms was preferred to FERRERO and SACERDOTE's conformal

transformation method as no conformal charts were available capable of giving three-figure accuracy, this being easily attainable with the nomograms.

The standing wave tube method is normally restricted to normal incidence measurements, but SHAW [13] has shown that it is possible to make accurate impedance measurements by the standing wave method in a rectangular waveguide, using a transverse mode to obtain oblique incidence on the specimen, which is mounted with its surface normal to the tube axis in the usual way. The (0, 0), or principal, mode and the (1, 0), or first transverse, mode can be used in turn, to measure the specific normal impedance at normal and oblique incidence. Now the specific normal impedance at oblique incidence follows a coth law with varying thickness, just as for normal incidence, viz.

$$Z(d, \Theta) = \frac{\gamma_x Z_x}{q} \coth qd$$

so that measurements on two thicknesses may be used to determine q and $\gamma_x Z_x/q$ (hereafter denoted by Z_Θ). We have

$$Z(d, \Theta) = Z_\Theta \coth qd,$$

$$Z(2d, \Theta) = Z_\Theta \coth 2qd.$$

$\cosh 2qd$ is obtained from equations (29) exactly as was $\cosh 2\gamma_x d$, the respective impedance components being obtained from the fresh values of D and r by means of the expressions (30), where Z_G and λ_G now have values appropriate to the transverse mode.

For the principal mode Z_G and λ_G , setting aside the effects of wall damping for the present, are equal to the free air values ρc and λ . In a transverse mode each is increased by a factor $\sec \Theta$, again ignoring damping. Θ is the angle made with a plane normal to the axis of the waveguide by the wavefronts of the oblique plane waves into which a transverse mode of propagation may be resolved; it is also the angle of incidence on the specimen, as defined earlier. Both Z_G and λ_G become indefinitely large as the cut-off frequency is approached and Θ tends to 90° . The factor $\sec \Theta$ is not peculiar to oblique waves in a waveguide, but corresponds to the $\cos \Theta$ in the PARIS absorption coefficient formula

$$a = 1 - \left| \frac{Z \cos \Theta - \rho c}{Z \cos \Theta + \rho c} \right|^2.$$

If impedances are reckoned in the normal direction, instead of in the direction of the incident wave, this wave has an impedance $\rho c \sec \Theta$ and

$$a = 1 - \left| \frac{Z - \rho c \sec \Theta}{Z + \rho c \sec \Theta} \right|^2.$$

In addition to γ_x , Z_x , q , and Z_θ , it is possible to determine γ_y and Z_y by making a further set of normal incidence measurements on specimens mounted with the y -axis parallel to the axis of the tube. If specimens of depths d' and $2d'$ in the y -direction are used, the impedances measured are

$$Z(d', 0) = Z_y \coth \gamma_y d',$$

$$Z(2d', 0) = Z_y \coth 2\gamma_y d',$$

and γ_y and Z_y may be obtained in the same way as were γ_x and Z_x .

If this is done, sufficient data are available from normal incidence measurements to predict the oblique incidence behaviour; in particular q and Z_θ may be calculated, using the formulae (20) and (23) developed in the preceding section. The basis of the experimental test is the comparison of these calculated values with the results obtained independently by means of oblique incidence measurements.

One further type of measurement suggests itself, namely the impedance of a very thick specimen such that the internally reflected wave is of negligible amplitude when it reaches the surface $x=0$. The specimen may then be regarded as infinitely thick, and the hyperbolic cotangents in the impedance formulae have the value unity. So by means of normal and oblique incidence measurements we obtain

$$Z(\infty, 0) = Z_x,$$

$$Z(\infty, \theta) = Z_\theta$$

affording a useful check on the parallel results from the "two thickness" measurements.

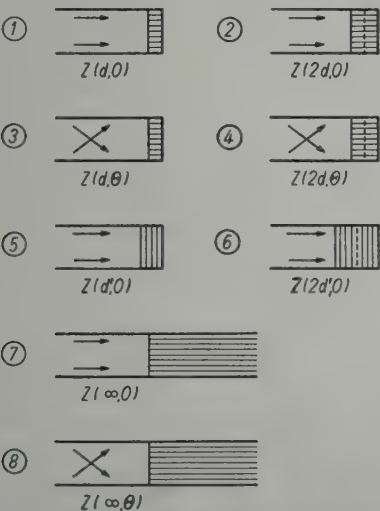


Fig. 2. Scheme of impedance measurements. Parallel arrows indicate the (0,0) mode and crossed arrows the (1,0) mode.

The eight sets of impedances measured are shown diagrammatically in Fig. 2, which indicates the specimen arrangement and the wave type for each case.

4. Apparatus and results

The experimental arrangement was basically similar to that of SHAW and will be described briefly. The waveguide is a section of standard S-band (10 cm) brass waveguide, about one metre long, with sand packed round the outside to remove wall resonances. To one end is fitted a heavy brass specimen holder, to the other two driving tubes connected to loudspeaker units. The units are fed via a balance network which, in conjunction with a variable length device in one driving tube, permits the adjustment of the two acoustic currents to equal strengths with a phase difference of either 0 or π . These two conditions of driving the waveguide will produce pure (0,0) and pure (1,0) waves, respectively, provided that the cut-off frequencies of higher modes such as (0,1) or (2,0) are not exceeded. This sets an upper limit of about 4.8 kc/s. The (1,0) mode is itself cut off below about 2.4 kc/s so that oblique incidence measurements are limited to about one octave, within which θ varies from 30° to 90° as the frequency decreases. As θ is critically dependent on frequency and temperature it is desirable that both should be stabilized. The driving oscillator was controlled by a 1000 c/s tuning fork by means of an electronic locking device giving a series of discrete stable frequencies (SHAW [14]). The room containing the apparatus was maintained at a constant temperature by an electric thermostat system.

The acoustic pressure distribution in the waveguide is detected by a set of microphone probes of hypodermic tubing, one against each narrow wall of the waveguide and a third mid-way between these two. The probes pass through holes at the generator end of the guide and are anchored to a slide on an optical bench which also carries a crystal microphone. The microphone may be connected to any one of the probe tubes and the pressure variation along the guide observed by moving the optical slide. The probes serve both for the initial generator adjustment and for the subsequent standing wave measurements. The pressure in the (1,0) mode has a half-sine distribution across the broad dimension of the guide, with a zero in the centre, so that when the drive is correctly adjusted for (1,0) waves the centre probe detects no pressure at any point along the guide. (1,0) standing waves may then be detected with one of the side probes. For (0,0) waves the

input to one of the speaker units is reversed and standing wave measurements are made with the centre probe.

The acoustic pressure at a minimum of the standing wave pattern may be small, and in addition the probe introduces attenuation, so that the microphone pressure is sometimes very low. It was necessary to mount the microphone on very flexible rubber supports and enclose it in an absorbent-lined box to eliminate stray vibrations via the bench and the air respectively. The microphone voltage is measured in terms of the oscillator voltage, by matching it with a variable voltage from a precision potentiometer fed by the oscillator. Either of these small voltages may be fed to a high-gain tuned amplifier, the output from which feeds an electronic comparator. This device is used instead of a large scale output meter; it enables microphone signals to be matched rapidly, to an accuracy of one part in a thousand if necessary, by observing a cathode ray tube display.

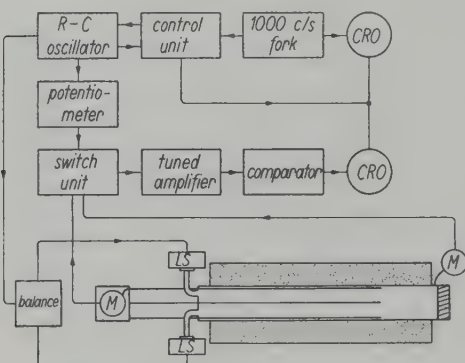


Fig. 3. Block diagram of the apparatus. LS = loudspeaker, M = microphone, CRO = cathode ray oscilloscope.

A schematic diagram of the apparatus is given in Fig. 3. The second microphone in the diagram is fed from a small fixed probe tube near the face of the specimen. It is used to correct for variations of the sound amplitude incident on the specimen.

The material used for these measurements was rockwool¹. Specimens with dimensions equal to those of the waveguide section were cut from a slab 2.3 cm thick, the sides of each specimen being parallel to the sides of the slab. The two specimens used for measurements (1) to (4) of Fig. 2 were carefully selected from a large number and were of the same density with a balanced distribution of weight along the long dimension. The "two thickness" method is of course critic-

ally dependent on the two specimens having identical acoustic properties.

In the standing wave measurements a set of seven successive minima and maxima was recorded whenever possible. With very oblique (1,0) waves (near the cut-off frequency) the wavelength λ_G becomes so large that only one or two minima occur in the measuring range. At least two minima are desirable in order that the attenuation constant of the (1,0) mode may be obtained experimentally; this requirement limited θ to about 80° . The tube attenuation has considerable influence on the standing wave pattern, and the simple linear increase of the pressure in the minima with distance from the specimen which is obtained in ordinary impedance tube measurements is not an adequate description for (1,0) standing wave patterns. It has been shown (SCOTT [11]) that to a better approximation the maxima lie on a cosh curve, and the minima on a sinh curve, namely

$$p_{\max} \approx C \cosh(\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r)$$

$$p_{\min} \approx C \sinh(\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r)$$

where ξ is the distance from the specimen and α_G is the attenuation constant for the mode being used. r is the "ideal" standing wave ratio which would be obtained in the absence of wall damping. The experimental results were reduced using the close approximation

$$\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r \approx \operatorname{arctanh} \left(\frac{2p_{\min}}{p_{\max} + p'_{\max}} \right).$$

p_{\max} and p'_{\max} being the maximum values occurring on either side of the particular minimum. The quantity $\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r$ thus obtained may be plotted against ξ and the value of $\operatorname{arctanh} r$ and thence r , can be determined. In addition the slope of the graph gives α_G which is required in order to correct the measured positions of the minima and maxima. In the presence of attenuation the minima shift towards the specimen and the maxima shift away from it. This shift from the "ideal" positions is given by

$$\Delta \xi = \frac{\pm \alpha_G \lambda_G^2}{8\pi^2} \sinh 2(\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r).$$

To simplify the application of this correction to a large number of observations a nomogram was drawn with scales for $\alpha_G \lambda_G^2$ and $\alpha_G \xi + \operatorname{arctanh} r$, a third scale giving $\Delta \xi$. A sufficiently good value of λ_G may be obtained from the uncorrected ξ values. A second value is then obtained to use in the impedance formulae (30). The corrected values of ξ are

$$\xi_n = D + n\lambda_G/4.$$

¹ "Stilbat", made available by JOHN DALE, Ltd.

D has its previous meaning and n has the values 0,2,4... for pressure minima and 1,3,5... for maxima. Best estimates of D and λ_G were made by the method of least squares, for which a set of seven observations is convenient. In the majority of cases the minimum positions can be determined with greater precision than the maximum positions and the calculation of D and λ_G is usually based on these alone. In a few cases when the standing wave ratio was near unity both maximum and minimum positions have been used.

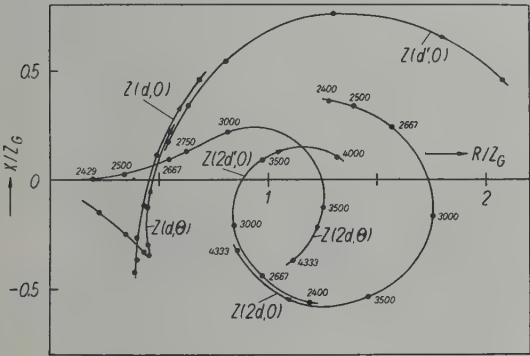


Fig. 4. Results of impedance measurements on rockwool, with frequency as parameter (numbers attached to points). The frequency values for the single-thickness points are the same as the marked values (c/s) for the corresponding double-thickness points; $d = 2.31$ cm, $d' = 3.51$ cm.

The component ratios R/Z_G and X/Z_G of $Z(d,0)$, $Z(2d,0)$, $Z(d,\theta)$ and $Z(2d,\theta)$ are plotted in Fig. 4 together with those of $Z(d',0)$ and $Z(2d',0)$. These latter were measured on a composite specimen comprising three of the previously described specimens inserted endways into the waveguide; by good fortune three thicknesses just filled the breadth of the guide. After measuring $Z(2d',0)$ the specimen was cut in half to give $Z(d',0)$. It should be emphasised that the oblique incidence results shown in Fig. 4 approach zero only because Z_G becomes very large as cut-off is approached, as explained in the preceding section. The normal incidence measurements were confined to the frequency range of the oblique incidence measurements. The components of γ_x and γ_y over this range are shown in Fig. 5 together with the measured values of k .

The components of $q = q' + jq''$ calculated from these data using equation (23) are plotted in Fig. 6, as well as the measured values of q' and q'' . There is good agreement between the two. These results are presented again in Fig. 7 which shows the variation with angle divorced from the frequency dependence. The quantities plotted are

q'/α_x and q''/β_x which correspond to the two terms in the approximate expressions (26)–(28). The increase in the real part and the decrease in the imaginary part with increasing θ indicated by the simple form (28) are evident in the figure.

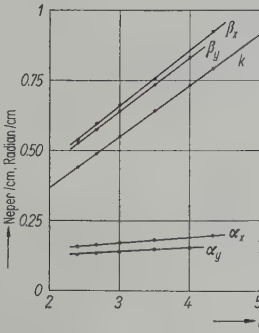


Fig. 5. The attenuation constant and the phase constant in the x and y directions, as functions of frequency. The free air phase constant k is derived from (0,0) mode wavelengths.

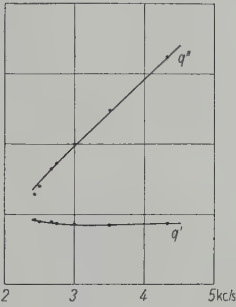


Fig. 6. The real and imaginary parts of q as functions of frequency. Curves based on the data of Fig. 5, with measured points.

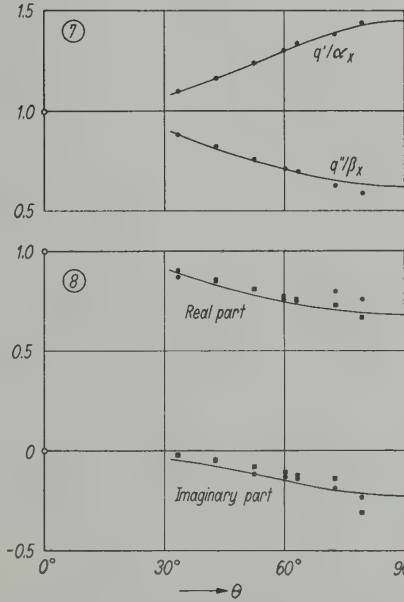


Fig. 7. Calculated curves of q'/α_x and q''/β_x as functions of the angle of incidence, with measured points.

Fig. 8. Calculated curves of q/γ_x and experimental values of Z_x/Z_θ as functions of the angle of incidence. “Two thickness” results shown by \bullet , “infinite thickness” results shown by \blacksquare .

Fig. 8 shows the impedance ratio Z_x/Z_θ , as a function of θ , obtained from the “two thickness” and the “infinite thickness” measurements, together with curves of the calculated value of

q/γ_x . The "infinite" specimen consisted of twelve 2.3 cm specimens packed one behind another in a piece of open waveguide fitted in place of the usual specimen holder. This depth was sufficient to reduce the intensity of the reflected wave in the material to below 10^{-7} of the intensity of the entering wave. Although there is noticeable scatter in the results from both methods there are no systematic differences, and both agree quite well with the predicted curve based on normal incidence results only.

5. Conclusion

The equations (20) and (23) giving the specific normal impedance as a function of the angle of incidence have been found to agree with some measured values for rockwool. The expressions do not conflict with those derived by writers mentioned in the introduction, except in the instance already discussed; they are however more general in so far as no relations between the microscopic structure of the medium and its acoustic properties have been assumed. The subject of the dependence of propagation parameters on such material constants as porosity, flow resistance, and structure factor, already has a large literature and has been avoided in this paper (ZWIKKER and KOSTEN [8], MORSE and BOLT [7], BERANEK [6], [15]). The only important assumption implicit in the treatment given is that the solid skeleton of the material is rigid; this does not imply that portions of the skeleton may not vibrate in sympathy with the air-borne wave, but that the propagation of a separate elastic wave in the skeleton may be left out of account. The acoustic behaviour can then be described com-

pletely by equations (11) and (12). The derivation of the normal impedance can of course be extended to the general case of a layer of material backed by a finite impedance, using standard transmission-line relations.

Acknowledgements

The author is indebted to Dr. R.W. B. STEPHENS and members of the Acoustics Section for their help and advice, and to the Physics Department of Imperial College for providing facilities for research. The financial support of the Department of Scientific and Industrial Research is gratefully acknowledged, and thanks are due also to the Central Research Fund of the University of London for the frequency standard.

(Received 20th March, 1953.)

References

- [1] Lord RAYLEIGH, *Phil. Mag.* **39** [1920], 225.
- [2] PARIS, E. T., *Proc. roy. Soc. A.* **115** [1927], 407.
- [3] ZWIKKER, C., *Ingenieur* **47** [1932], A. 177.
- [4] CREMER, L., *Elekt. Nachr.-Tech.* **10** [1933], 242.
- [5] MONNA, A. F., *Physica* **5** [1938], 129.
- [6] BERANEK, L. L., *J. acoust. Soc. Amer.* **13** [1942], 248.
- [7] MORSE, P. M. and BOLT, R. H., *Rev. mod. Phys.* **16** [1944], 69.
- [8] ZWIKKER, C. and KOSTEN, C. W., *Sound absorbing materials*. Elsevier, Amsterdam 1949.
- [9] SCOTT, R. A., *Proc. phys. Soc., Lond.* **58** [1946], 165.
- [10] FERRERO, M. A. and SACERDOTE, G. G., *Nuovo Cimento* **4** [1947], 262.
- [11] SCOTT, R. A., *Proc. phys. Soc., Lond.* **58** [1946], 253.
- [12] RYBNER, J., *Nomograms of complex hyperbolic functions*. Gjellerup, Copenhagen 1949.
- [13] SHAW, E. A. G., *Acustica* **3** [1953], 87; *J. acoust. Soc. Amer.* **25** [1953], 224.
- [14] SHAW, E. A. G., *Brit. J. appl. Phys.* **1** [1950], 154.
- [15] BERANEK, L. L., *Acoustic measurements*. Wiley, New York 1949.

THE RESPONSE OF A SPHERICAL FLUID PARTICLE SUSPENDED IN AIR TO IRRADIATION WITH SOUND AT THE NATURAL FREQUENCY OF THE PARTICLE

By T. G. HODGKINSON

Late. Physics Section, Chemical Defence Experimental Establishment Porton, Wilts

Summary

A spherical drop of liquid is considered as suspended in a gaseous medium, and as irradiated with a sound wave, a component frequency of which compares with a natural frequency of the spherical drop. Emphasis is placed upon the second mode, as the first distortional mode of vibration of the drop, and for this mode, the particle velocity on the surface of the drop is determined as a function of the densities and viscosities of the liquid and the gas, of the surface tension of the gas-liquid surface, and of the velocity potential of the component frequency of the irradiating wave.

It is shewn that for very large drop sizes, the particle velocity in the incident wave, required to produce stress in the surface of the drop comparing with the surface tension of the liquid-gas surface, is almost independent of the value of this surface tension.

Examples are calculated of the field energy required for an 130 μm diameter particle and for an 800 μm particle at their natural frequencies in the second mode, and comparison is made with the energy available in the sound field of a particular siren.

Sommaire

Soit une goutte sphérique de liquide en suspension dans un milieu gazeux et irradiée par une onde sonore dont une fréquence composante est comparable à une fréquence propre de la goutte. On considère le second mode de vibration de la goutte, en tant que premier mode de distorsion, et on détermine la vitesse à la surface de la goutte en fonction de la densité et de la viscosité du liquide et du gaz, de la tension superficielle à l'interface gaz-liquide, et du potentiel des vitesses pour la fréquence composante de l'onde d'irradiation.

Dans le cas de très grosses gouttes la vitesse de la particule dans l'onde incidente nécessaire pour produire à la surface de la goutte une contrainte comparable à la tension superficielle à l'interface liquide-gaz, est presque indépendante de la valeur de cette tension.

Zusammenfassung

Man denkt sich einen kugelförmigen Flüssigkeitstropfen in einem gasförmigen Medium suspendiert und mit Ultraschall bestrahlt, wobei eine der Oberwellen mit einer Eigenfrequenz des kugelförmigen Tropfens übereinstimmt. Für die hauptsächlich betrachtete zweite Schwingungsform, bei der erstmalig Verzerrungen auftreten, wird die Schnelle auf der Tropfenoberfläche als Funktion der Dichte und der Zähigkeit der Flüssigkeit und des Gases, als Funktion der Oberflächenspannung der Gas-Flüssigkeits-Oberfläche und des Geschwindigkeitspotentials der Oberwelle der eingestrahlten Schallwelle berechnet.

Für sehr große Tropfen ergibt sich, daß die Schnelle in der einfallenden Schallwelle, die zur Erzeugung einer mit der Flüssigkeits-Gas-Oberflächenspannung vergleichbaren Spannung in der Oberfläche des Tropfens notwendig ist, nahezu unabhängig von dieser Oberflächenspannung ist. Für zwei Beispiele wird die notwendige Feldenergie berechnet und mit der im Schallfeld einer Schallsirene verfügbaren Energie verglichen.

1. Oscillation of a viscous spheroid

Following RAYLEIGH, and considering the small oscillations of a drop of liquid about its spherical form, LAMB in "Hydrodynamics" [1], page 469, supposes a sphere of liquid of density ρ , surrounded by an infinite mass of other fluid of density ρ_1 , and goes on to shew that the natural pulsation, for any particular mode of vibration n , of the spheroid, can be obtained from the expression:

$$\omega^2 = \frac{n(n+1)(n-1)(n+2)\sigma}{[(n+1)\rho + n\rho_1]a^3} \quad (1)$$

where $\omega = 2\pi f$, and f is the frequency, σ is the surface tension of the liquid-fluid surface, and a is the radius of the spheroid.

If n is 2, and the ratio of the densities ρ_1/ρ is negligibly small, the natural frequency of a drop of water, with $\sigma = 74$ dynes/cm is

$$f = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{8\sigma}{\rho a^3} \right)^{1/2} = 3.9 (a^3)^{-1/2} \text{ approx.} \quad (2)$$

The Fig. 1 illustrates the mode of vibration and will make the notation clear. This figure shews a solid of revolution about the axis x . The mean form, shewn with a firm line, is spherical, and another phase is shewn by the dotted line as an ellipsoid.

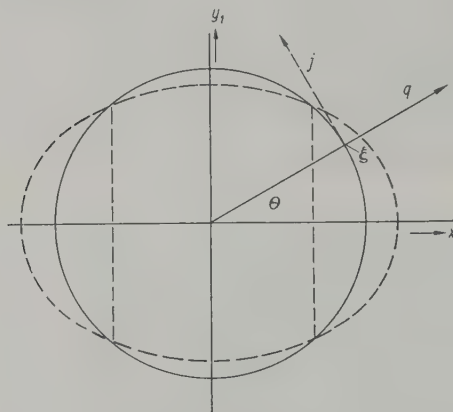


Fig. 1. Vibration of sphere in mode 2.

If the origin is selected at the centre of the sphere and the principal direction of oscillation is that of the x axis, say that ξ is the amplitude of distortion of the spherical surface of the liquid drop, in the direction θ from the x axis. The shape of the surface is represented by

$$r = a + \xi = a + \xi_0 P_n(\cos \theta) \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (3)$$

where r is the instantaneous radius and $P_n(\cos \theta)$ is a spherical surface harmonic of degree n .

Assuming that the motion is irrotational, the corresponding velocity potential at internal points of the ellipsoid is,

$$\Phi = -\frac{a\omega\xi_0}{n} \left(\frac{r}{a}\right)^n P_n(\cos \theta) \cos(\omega t + \varepsilon). \quad (4)$$

The corresponding radial particle velocity is

$$q = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = q_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} P_n(\cos \theta) \cos(\omega t + \varepsilon) \quad (5)$$

where

$$q_0 = \omega \xi_0$$

so that the velocity potential Φ can be rewritten

$$\Phi = -\frac{a}{n} q_0 \left(\frac{r}{a}\right)^n P_n(\cos \theta) \cos(\omega t + \varepsilon). \quad (6)$$

The kinetic energy of the ellipsoid is

$$T = \frac{\rho}{2} \int \int \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} r^2 d\bar{\omega}.$$

where $d\bar{\omega}$ is an elementary solid angle in LAMB's notation, and from the foregoing equation;

$$T = \frac{\rho a^3 q_0^2}{2n} \cos^2(\omega t + \varepsilon) \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega}, \quad (7)$$

while the corresponding potential energy V is:

$$V = \frac{\rho a^3 q_0^2}{2n} \sin^2(\omega t + \varepsilon) \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega}. \quad (7a)$$

Substituting from these, the whole energy, kinetic and potential is therefore:

$$T + V = \frac{\rho a^3 q_0^2}{2n} \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega}. \quad (8)$$

The rate of change of this total energy is given by LAMB for this ellipsoid as,

$$\frac{d}{dt}(T + V) = -2(n-1)(2n+1) \frac{\mu a q_0}{n} \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega} \quad (9)$$

where μ is the viscosity, so that we can write the equation of motion:

$$\frac{\rho a^3 q_0}{n} \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega} \cdot \left[\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{2(n-1)(2n+1)\mu}{\rho a^2} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \omega_0^2 \xi \right] = 0 \quad (10)$$

where

$$\frac{\rho a^3}{n} \int \int P_n^2(\cos \theta) d\bar{\omega}$$

is the effective oscillating mass.

Substituting for ω_0^2 from eq. (1), and neglecting extraneous forces for the meantime, except that due to the inertia effect of the surrounding fluid,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{2(n-1)(2n+1)\mu}{\rho a^2} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{(n-1)n(n+1)(n+2)\sigma}{[(n+1)\rho + n\rho_1]a^3} \xi = 0 \quad (11)$$

remembering that $\xi = \xi_0 P_n(\cos \theta) \sin(\omega t + \varepsilon)$.

Eq. (11) is very instructive, for example if the oscillation is critically damped $(n-1)(2n+1)\nu/a^2 = \omega$ where $\nu = \mu/\rho$, and substituting from eq. (1) again,

$$(n-1)(2n+1)\nu/a^2 = \left[\frac{(n-1)n(n+2)\sigma}{\rho a^3} \right]^{1/2}$$

so that spheres of less radius than

$$a_c = \frac{(n-1)(2n+1)^{1/2}\nu^2\rho}{n(n+2)\sigma}$$

should not be capable of free vibration in the absence of an external field.

For a drop of water if n is 2, and $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$, $a_c = 4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ and such a drop size could not concern us, but with a very viscous liquid the critical drop size would be more important.

2. The first mode of equation (1)

If in eqs. (3) and (10), we make $n=1$, we have equations representing simple movement of the

sphere along the x axis, without a restoring force and without distortion, and now if the viscosity of the outside air, and the effect of an extraneous particle velocity u_0 , are included, we can rewrite eq. (10) to make,

$$\frac{4\pi}{3} a^3 \left(\rho \frac{\partial u}{\partial t} - \rho_1 \frac{\partial u_0}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi}{3} a^3 \rho_1 \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a} \right) \frac{d}{dt} + \frac{9\omega}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right) \right] (u - u_0). \tag{12}$$

This result is derived by discussing the reaction of the fluid upon a sphere vibrating in a viscous medium, as described in LAMB, page 635, where the resulting force is given as,

$$X = -\frac{4\pi}{3} a^3 \rho_1 \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a} \right) \frac{d}{dt} + \frac{9\omega}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right) \right] u \tag{13}$$

where u is the velocity of the sphere, and β^2 is $\omega/2\nu_1$, where ν_1 is the dynamic coefficient of viscosity of the ambient medium.

ANDRADE [2] quotes KOENIG [3] as using this to find the relative velocity of a sphere and the surrounding fluid, and gives as the resulting velocity of the sphere,

$$u = \frac{\rho_1 \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{9}{4\beta a} \right) i\omega + \frac{9\omega}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right) \right]}{\left[\rho + \rho_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a} \right) \right] i\omega + \frac{9\rho_1\omega}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right)} u_0 e^{i\omega t} \tag{14}$$

where $u_0 e^{i\omega t}$ is the velocity of the fluid and the material of the sphere has density ρ . This equation is also obtained by collecting the terms and rearranging eq. (12).

In eq. (13), the first term on the right hand side represents an addition to the inertia of the sphere, while the second term represents a frictional force varying as the velocity, to be added to the damping coefficient.

When the period is very great, $X = -6\pi\rho_1\nu_1 a u$ in agreement with Stoke's law.

Eq. (14) shews that if the particle has the density of air, then the velocity is that of the surrounding air, and this approximation implies that the diameter of the particle is small compared with the wave length of the incident wave in the fluid, and ignores smaller terms in the expansion.

If the fluid is without viscosity, or otherwise, if the value of

$$\frac{1}{\beta a} = \sqrt{\frac{2\nu_1}{\omega a^2}}$$

is negligible,

$$u = \frac{3\rho_1}{2\rho + \rho_1} u_0,$$

and if the ratio ρ_1/ρ is very small, the sphere is practically stationary in the vibrating fluid. On the other hand if the sphere is very small, or if the frequency is so low that $1/\beta a$ is large compared with unity, $u = u_0 e^{i\omega t}$ and there is no relative velocity of fluid and particle, nor any exchange of energy except at the initiation of the motion.

This first mode of eq. (1) has some association with the problem of coagulation of rain drops in an acoustic field; $u - u_0$ is the relative velocity of the liquid drop with the air, and its absolute value is,

$$u - u_0 = \frac{u_0 (1 - \rho_1/\rho)}{\sqrt{\left[1 + \frac{\rho_1}{\rho} \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a} \right) \right]^2 + \left[\frac{9\rho_1}{4\rho\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right) \right]^2}}.$$

For air and water, ρ_1/ρ is 0.00129, and by reference to Table I, it is clear that at a frequency greater than 500 c/s, i. e. if $\omega > 3142$, for all drop sizes greater than 8 μ m diameter, the drop stays still.

Table I
Frequency 500 c/s, $\rho_1/\rho = 0.00129$

Particle size	a	$\frac{1}{\beta a}$	$\frac{9\rho_1}{4\rho\beta a}$	$\frac{9\rho_1}{4\rho\beta^2 a^2}$
0.02 μ m	10 ⁻⁶ cm	2525	7.35	18 600
0.2 μ m	10 ⁻⁵ cm	252.5	0.735	186
2.0 μ m	10 ⁻⁴ cm	25.25	0.0735	1.86
20 μ m	10 ⁻³ cm	2.525	0.00735	0.0186
200 μ m	10 ⁻² cm	0.2525	0.000735	0.000186

This discusses the first mode of eq. (1) of the liquid drop in terms to be found in LAMB's Hydrodynamics. Our interest is more particularly with the second mode, that is, with the first distortional mode.

3. The second mode of equation (1)

The effect of extraneous forces upon the mode of eq. (1) when n is made 2, has not been specifically discussed in LAMB. The mode is important as the first distortional mode, and it is shewn in what follows that for liquid drops of the lowest viscosity, vibrating in the air, it would be practicable to disrupt the larger sizes, by irradiating them with acoustic energy of the order of watts per square centimetre, at their resonant frequencies. Such energy is available near the mouths of large sirens that have been produced in this country and in America.

The natural frequency of this mode, excluding the effect of the viscosity of the surrounding fluid, has already been given in eq. (1). It remains to evaluate the effect of the viscosity of the

surrounding fluid, and the effect produced by irradiation by an incident wave.

The appropriate equations of sound waves, including the effect of viscosity are,

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x} + v_1 \nabla^2 u - \frac{1}{3} v_1 \frac{\partial^2 s}{\partial x \partial t}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial y} + v_1 \nabla^2 v - \frac{1}{3} v_1 \frac{\partial^2 s}{\partial y \partial t}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} + v_1 \nabla^2 w - \frac{1}{3} v_1 \frac{\partial^2 s}{\partial z \partial t}\end{aligned}\quad (15)$$

where

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}.$$

The condensation $s = \delta p / \rho_1 c_1^2$ and c_1 is the velocity of sound in the medium. In all problems we are more particularly concerned with, that is with problems associated with drop sizes greater than $2\mu\text{m}$, the effect of the terms in $\partial s / \partial t$ is negligible compared with

$$-\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x}$$

and if $u = u_0 e^{i\omega t}$ these equations can be rewritten,

$$(\nabla^2 + h^2)u = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (16)$$

with similar equations for v and w , where $h^2 = -i\omega\rho_1/\mu_1$.

Solutions of this equation are given (LAMB, p. 625) in spherical harmonics, and fall into two classes, the first class in which $p=0$ and the second class in which $p=p_n$ is a solid harmonic of degree n .

This problem is concerned with solutions of the second class for divergent waves, and for this class,

$$\begin{aligned}u &= \frac{1}{h^2 \mu_1} \frac{\partial p_{-n-1}}{\partial x} + (n+1)f_{n-1}(hr) \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} - \\ &\quad - n f_{n+1}(hr) h^2 r^{2n+3} \frac{\partial \Phi_n}{\partial x r^{2n+1}}\end{aligned}\quad (17)$$

with similar equations for v and w , where

$$\begin{aligned}f_n(hr) &= \frac{i^n e^{-ihr}}{(hr)^{n+1}} \left[1 + \frac{n(n+1)}{2ihr} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(n-1)n(n+1)(n+2)}{2 \cdot 4 \cdots (ihr)^2} + \cdots + \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdots 2n}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots 2n(ihr)^n} \right].\end{aligned}\quad (18)$$

The degree of harmonic we are concerned with is the second and it will be convenient to use equations for,

$$q = u \cos \theta + v \sin \theta \quad \text{and} \quad j = -u \sin \theta + v \cos \theta$$

that is, equations for the radial velocity q of the

surface of the drop and for the velocity j normal to the radius, as shewn in the figure.

Owing to the symmetry of the mode, the y coordinate becomes

$$y_1 = (y^2 + z^2)^{1/2},$$

and

$$\begin{aligned}q &= \frac{1}{\mu_1 h^2} \left(\cos \theta \frac{\partial p_{-3}}{\partial x} + \sin \theta \frac{\partial p_{-3}}{\partial y_1} \right) - \\ &\quad - 2f_3(hr) h^2 r^7 \left(\cos \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \frac{1}{r^5} + \sin \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial y_1} \frac{1}{r^5} \right) + \\ &\quad + 3f_1(hr) \left(\cos \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} + \sin \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial y_1} \right),\end{aligned}\quad (19a)$$

$$\begin{aligned}j &= \frac{1}{\mu_1 h^2} \left(\cos \theta \frac{\partial p_{-3}}{\partial y_1} - \sin \theta \frac{\partial p_{-3}}{\partial x} \right) - \\ &\quad - 2f_3(hr) h^2 r^7 \left(\cos \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial y_1} \frac{1}{r^5} - \sin \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \frac{1}{r^5} \right) + \\ &\quad + 3f_1(hr) \left(\cos \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial y_1} - \sin \theta \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \right).\end{aligned}\quad (19b)$$

If now we say $p_{-3} = A P_2(\cos \theta) / r^3$ and $\Phi_2 = B r^2 P_2(\cos \theta)$ and substitute in eqs. (19)

$$\begin{aligned}q &= P_2(\cos \theta) \cdot \\ &\quad \cdot \left[- \left(\frac{A}{\mu_1 h^2} - 2Bf_3(hr) h^2 r^7 \right) \frac{3}{r^4} + 6Brf_1(hr) \right], \\ j &= -3 \sin \theta \cos \theta \cdot \\ &\quad \cdot \left[\left(\frac{A}{\mu_1 h^2} - 2Bf_3(hr) h^2 r^7 \right) \frac{1}{r^4} + 3Brf_1(hr) \right].\end{aligned}\quad (20)$$

Reverting to eq. (6), at the surface of the drop,

$$\begin{aligned}q &= -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = q_0 P_2(\cos \theta) \cos(\omega t + \varepsilon), \\ j &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = -\sin \theta q_0 \cos(\omega t + \varepsilon) \frac{\partial P_2(\cos \theta)}{\partial(\cos \theta)} \\ &= -3 \sin \theta \cos \theta q_0 \cos(\omega t + \varepsilon).\end{aligned}$$

Substituting above,

$$A = 2\mu_1 h^4 a^7 f_3(ha) B$$

and

$$B = \frac{q}{6a f_1(ha) P_2(\cos \theta)}.$$

Having determined A and B in terms of the velocity q and its components, we have to find the values of $f_1(hr)$ and $f_3(hr)$ from the traction equation for the surface of a sphere. This again can be found in LAMB, p. 627, or rather determined from the information to be found there, and the consequent traction equation at the surface is,

$$ap_{rr} = \left\{ -\frac{A}{a^4} \left(a^2 - \frac{24}{h^2} \right) + \frac{6\mu_1 B a e^{-iha}}{(ha)^2} \right. \\ \cdot \left[\left(10 - \frac{120}{(ha)^2} \right) \left(\frac{1}{ha} + i \right) + \frac{40}{ha} \right] \Big\} P_2(\cos \theta). \quad (21)$$

Substituting the values of A and B found above from eqs. (6) and (20),

$$f_3(ha) = -\frac{e^{-iha}}{(ha)^4} \left[\left(1 - \frac{15}{(ha)^2} \right) \left(\frac{1}{ha} + i \right) + \frac{5}{ha} \right], \\ f_1(ha) = \frac{e^{-iha}}{(ha)^2} \left(\frac{1}{ha} + i \right).$$

From eq. (16) $\mu_1 h^2 = -i\omega\varrho_1$ and $h = (1-i)\beta$ where $\beta^2 = \omega\varrho_1/2\mu_1$ so that to a very good approximation,

$$p_{rr} = -\frac{i\omega\varrho_1 a}{3} \left\{ 1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) - \right. \\ \left. - i \left[\frac{5}{2\beta a} \left(1 + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) + \frac{2}{\beta^2 a^2} \right] \right\} q. \quad (22)$$

Now reverting to eq. (10), making $n=2$, and including the effect of the viscosity of the surrounding fluid and the force produced by the incident wave,

$$\frac{\varrho a^3 q_0}{2} \iint P_2^2(\cos \theta) d\bar{\omega} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{10\mu}{\varrho a^2} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \omega_0^2 \xi \right) = \\ = \iint p_{rr} q a^2 d\bar{\omega}. \quad (23)$$

Substituting for p_{rr} from eq. (22) and remembering that $q = q_0 P_2(\cos \theta) \cos(\omega t + \epsilon)$,

$$\iint p_{rr} q a^2 d\bar{\omega} = \\ -\frac{\varrho_1 a^3 q_0}{3} \left\{ \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \frac{d}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{5\omega}{2\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right\} q \iint P_2^2(\cos \theta) d\bar{\omega}$$

so that we can rewrite eq. (23),

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{10\mu}{\varrho a^2} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \omega_0^2 \xi = \\ -\frac{2\varrho_1}{3\varrho} \left\{ \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \frac{d}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{5\omega}{2\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right\} q. \quad (24)$$

The velocity q , on the right hand side of eq. (24), is the difference between the radial velocity of the surface of the drop $\partial \xi / \partial t$, and the particle velocity of the appropriate term in an expansion of the incident wave, if we include

the effect of an incident wave, and this brings us to the evaluation of this particle velocity, and so to its effect upon the radial velocity of the drop, when its frequency is equal to the natural frequency of the drop in this mode.

4. The incident wave

The incident plane wave has a potential $\Phi = \Phi_0 e^{ik(c_1 t + x)}$ and since it satisfies the equation $(\nabla^2 + k^2)\Phi = 0$ and is finite at the origin in this case, it can be expanded into a series of solid spherical harmonics at the surface of the drop.

Again from LAMB, p. 506, since $x = r \cos \theta$,

$$\Phi = \Phi_0 e^{ikc_1 t} \sum (2n+1)(ikr)^n \psi_n(kr) P_n(\cos \theta) \quad (25)$$

where

$$\psi_n(kr) = \frac{1}{1 \cdot 3 \cdots (2n+1)} \cdot \\ \cdot \left[1 - \frac{(kr)^2}{2(2n+3)} + \frac{(kr)^4}{2 \cdot 4 \cdot (2n+3)(2n+5)} - \cdots \right].$$

Even at the resonant frequency (see Table II), $ka = \sqrt{8\sigma/\varrho a c_1^2}$ is small for all the drop sizes we are concerned with, so that the expansion (25) can be rewritten,

$$\Phi = \Phi_0 e^{i\omega t} \left[1 + ikr \cos \theta - \frac{k^2 r^2}{3} P_2(\cos \theta) + \dots \right]. \quad (26)$$

The component that this problem is concerned with is the third in the bracket on the right hand side of eq. (26), and the particle velocity,

$$q_2 = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \Phi_0 e^{i\omega t} \frac{2k^2 a}{3} P_2(\cos \theta). \quad (27)$$

Now we can return to eq. (24), making

$$q = \frac{\partial \xi}{\partial t} - q_2$$

so that

$$\left\{ 1 + \frac{2\varrho_1}{3\varrho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \right\} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \\ + \left[\frac{10\mu}{\varrho a^2} + \frac{5\varrho_1 \omega}{3\varrho \beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \frac{\partial \xi}{\partial t} + \omega_0^2 \xi = \\ = \frac{2\varrho_1}{3\varrho} \left\{ \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] i\omega + \right. \\ \left. + \frac{5\omega}{2\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right\} \Phi_0 e^{i\omega t} \frac{2}{3} k^2 a P_2(\cos \theta). \quad (28)$$

Notice now, considering this equation and the equation (1) for the value of ω^2 for a vibrating

globule (which neglects the effect of viscosity of the outside air, but includes part of the inertia term), we see that the effect of the air loading is to add to the mass of the globule

M , a mass $\frac{n}{n+1} \frac{\rho_1}{\rho} M$, or in our case $\frac{2}{3} \frac{\rho_1}{\rho} M$.

The effect of the viscosity of the air is to add to this terms dependent upon the viscosity μ_1 , and to make the total addition to the mass M , the quantity,

$$\frac{2\rho_1}{3\rho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] M.$$

Also to provide an additional decay coefficient term,

$$\frac{5\rho_1\omega}{3\rho\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right).$$

The term in ω_0^2 , of eq. (28), obviously does not include the effect of loading of the outside air, i. e. $\omega_0^2 = 8\sigma/\rho a^3$, and if we are only concerned with conditions at resonance,

$$\left\{ 1 + \frac{2\rho_1}{3\rho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \right\} \omega^2 - \omega_0^2 = 0. \quad (29)$$

The maximum velocity in the surface of the drop is,

$$q_{\max} = \frac{\frac{4\rho_1}{9\rho} \left\{ \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] i\omega + \frac{5\omega}{2\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right\}}{\frac{10\mu}{\rho a^2} + \frac{5\rho_1\omega}{3\rho\beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)} k^2 a \Phi_0 e^{i\omega t} P_2(\cos \theta). \quad (30)$$

This is the result we have sought. The absolute value is (approximately),

$$q_{\max} = \frac{\frac{4\rho_1}{9\rho} \frac{8\sigma}{\rho c_1} \sqrt{\left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right]^2 + \frac{25}{4\beta^2 a^2} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)^2}}{\frac{10\mu}{\rho} + \frac{5\rho_1\omega a}{3\rho\beta} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)} k \Phi_0. \quad (31)$$

Some of the quantities important at resonance are collected in Table II, for which the viscosity of water is 0.01 c. g. s. units and the viscosity of air is 1.83×10^{-4} c. g. s. units. The density ρ_1 of air is 0.00129 g/cm³, the surface tension of an air-water surface is 75 dyne/cm, the velocity of sound in air c_1 is 3.315×10^4 cm/s, and the velocity of sound in water c is 14.1×10^4 cm/s.

Using the above values the maximum velocity in the surface of the drop is,

$$q_{\max} = 1.02 \times 10^4 k \Phi_0 E$$

where E is without dimensions and has the value,

$$E = \frac{\sqrt{\left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right]^2 + \frac{25}{4\beta^2 a^2} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)^2}}{1 + \frac{\beta a}{3} \frac{\mu_1}{\mu} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)}. \quad (32)$$

Table II
Resonant frequency

Particle size	a	$\frac{1}{\beta a}$	ω_0	ka	$\frac{\omega a}{\beta}$
0.02 μ m	10^{-6} cm	3.32	2.43×10^{10}	0.722	0.0806
0.2 μ m	10^{-5} cm	1.87	7.70×10^8	0.229	0.144
2.0 μ m	10^{-4} cm	1.05	2.43×10^7	0.0722	0.255
20 μ m	10^{-3} cm	0.59	7.70×10^5	0.0229	0.455
200 μ m	10^{-2} cm	0.332	2.43×10^4	0.00722	0.806
786 μ m	3.93×10^{-2} cm	0.235	3.14×10^3	0.00365	1.14
2000 μ m	10^{-1} cm	0.187	7.70×10^2	0.00229	1.44

5. The pressure in the surface of the drop

The pressure in the surface of the drop due to the particle velocity is $\rho c q_{\max}$.

The pressure in the surface of the drop due to the surface tension is $2\pi a \sigma / \pi a^2$ dyne/cm² in this case, and presumably if this quantity is less than the pressure due to the particle velocity, the drop is unstable and can be disrupted.

Equating these pressures,

$$\rho c q_{\max} \text{ or } \frac{32\rho_1\sigma c}{90\mu c_1} k \Phi_0 E = 2\sigma/a. \quad (33)$$

The surface tension σ , appears in the numerators of both these pressure values and cancels out, k varies as the square root of σ , and E varies inversely as the square root of σ , when the diameter of the drop is very small, but reduces to the value unity for the large drop sizes.

This means that for the very small drop sizes, the velocity potential Φ_0 , in the incident wave, required to produce instability in the drop, is independent of the surface tension, but for the large drop sizes, the particle velocity $k \Phi_0$, required to produce instability in the drop, tends to become independent of the surface tension.

6. The power propagated

The power propagated for small amplitudes of the incident wave P is, $\frac{\rho_1 c_1}{2} (k\Phi_0)^2$ hence

$$k\Phi_0 = \sqrt{\frac{2}{\rho_1 c_1} P} = 0.216 \sqrt{P} \text{ cm/s.} \quad (34)$$

Reverting to eq. (33),

$$k\Phi_0 E = \frac{90 \mu c_1}{16 \rho_1 a c} = \frac{10.4}{a} \text{ cm/s.}$$

If for example the power radiated by the source is reduced to one watt or 10^7 erg/s cm^2 at the position of the suspended drop, then,

$$k\Phi_0 = u_0 = 680 \text{ cm/s}$$

and the smallest drop that could become unstable on this basis would have the radius,

$$a = \frac{10.4}{680 E} \text{ cm}$$

or say that the drop size would require to be greater than about $130 \mu\text{m}$ for an intensity of 10^7 erg/s cm^2 in the wave train. As mentioned later, this intensity is available near the horns of large sirens, such as have been produced for various purposes, particularly in America.

7. Change of amplitude of vibration with frequency

For liquids like water of low viscosity, for all the particle sizes we are concerned with, resonance must be well defined. Reverting to eq. (28), for a particular drop of radius a ,

$$\xi = \frac{\xi_{\max}}{\sqrt{1 + \left[\frac{\omega_0 - \left\{ 1 + \frac{2\rho_1}{3\rho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \right\} \omega}{\frac{10\mu}{\rho a^2} + \frac{5\rho_1 \omega}{3\rho \beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right)} \right]^2 \frac{\omega}{\omega_0}}} \omega_0^2} \quad (35)$$

For a rain drop suspended in air this is,

$$\xi = \frac{\xi_{\max}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^2 6a \times 10^4}}$$

For example, if the frequency of the source is 500 c/s, the drop size of corresponding natural frequency in this mode is $786 \mu\text{m}$, and the radius is 0.04 cm approx.

For a change of frequency of one per cent, or say five c/s of this particular note, the amplitude,

$$\xi = \frac{\xi_{\max}}{1 + 24a} = \frac{\xi_{\max}}{1/2}$$

8. Rate of growth of amplitude

Including the transient, required to satisfy the boundary condition that ξ and $d\xi/dt$ are zero, when the time is zero,

$$\xi = \xi_{\max} \left[\cos(\omega_{01} t + \varepsilon_1) - \cos \varepsilon_1 e^{-\alpha t} \cos \omega'_{01} t - \frac{\alpha \cos \varepsilon_1 - \omega_{01} \sin \varepsilon_1}{\omega'_{01}} \sin \omega'_{01} t \right] \quad (36)$$

where

$$\omega_{01}^2 = \frac{8\sigma}{\rho a^3 \left\{ 1 + \frac{2\rho_1}{3\rho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right] \right\}}$$

$$\omega_{01}'^2 = \omega_{01}^2 - \alpha^2$$

and

$$\alpha = \frac{5 \left[\frac{\mu}{\rho a^2} + \frac{\rho_1 \omega}{6\rho \beta a} \left(1 + \frac{4}{5\beta a} + \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right]}{1 + \frac{2\rho_1}{3\rho} \left[1 + \frac{5}{2\beta a} \left(1 - \frac{1}{2\beta^2 a^2} \right) \right]}$$

In the example given above of a drop size $800 \mu\text{m}$ in air, this rate of growth of amplitude would make $\alpha=30$, and the amplitude of vibration would increase to 95 % of its maximum value in $1/10^{\text{th}}$ of a second. This is a criterion of course in assessing the possibility of the drop reaching a condition of instability.

9. Sources of power

The most powerful source of sound of which we have record is an American device. The frequency of the siren is 500 vibrations or rather pulses per second.

The excess pressure of the air supply is 5 lbs. per square inch (0.34 atmosphere), and the intensity level in the throat of the siren is reputed to be 184 dB above $10^{-9} \text{ erg/s cm}^2$, or say $2.5 \times 10^9 \text{ erg/s cm}^2$.

Since this is in effect a series of pulses of large amplitude at a frequency of 500 per second eq. (34) for the particle velocity, applicable to small amplitudes only, should not apply near the source; however the approximation may be permissible if we regard the amplitudes determined as equivalent harmonic wave amplitudes.

The size of drop corresponding to the frequency is $786 \mu\text{m}$, and the corresponding value of $1/\beta a$ is 0.235.

$k\Phi_0 = \frac{10.4}{aE}$ or say $k\Phi_0$ is 150 cm/s . The intensity required would be $5 \times 10^5 \text{ erg/s cm}^2$ and

the maximum value of q would be $q(\max.) = 0.027$ cm/s.

Seven feet (2 m) from the throat, at the mouth of the horn, the intensity of the sound field is said to be 2.5×10^8 erg/s cm², and at 100 feet (30 m) from the horn it has fallen to 6×10^4 erg/s cm².

On the axis of the horn, on this basis the drop might become unstable within 15 metre of the throat of the horn, if the assumption is made that instability will occur if the pressure in the drop, due to vibration, compares with that due to surface tension.

Report from the International Commission on Acoustics (ICA)*

The First ICA-Congress

The general purpose of ICA is to promote and foster international collaboration in acoustics. One of the most effective means for accomplishing this end is to sponsor international acoustics gatherings.

The first ICA-Congress was held at Delft in The Netherlands, 16-24th June 1953. Its subject matter was electro-acoustics, treated broadly in 6 sections dealing with sound recording, public address systems, measurements, hearing aids and audiometers, electro-acoustics in ultrasonics and musical instruments. Each section was introduced, by its chairman, in a general review paper before the entire Congress. The rest of the more than 80 invited papers were read in concurrent sessions. The full proceedings will be published in ACUSTICA in 1954.

The attendance was indeed representative of the acoustical world, as seen from the following list:

Country	No. of Members	Country	No. of Members
Australia	1	India	1
Austria	4	Indonesia	1
Belgium	9	Italy	12
Canada	2	Japan	1
Denmark	11	Jugo-Slavia	1
Egypt	2	Netherlands	78
Finland	1	Norway	4
France	40	Sweden	7
Germany	64	Switzerland	3
Great Britain	39	U.S.A.	17
20 Countries		298 Members	

Many of these Members were accompanied by their family who were registered among the 65 Associates.

Stimulating discussions after many of the lectures demonstrated that the Congress successfully served the purpose of effective international collaboration. It was generally felt that a congress of this type is an ideal forum for the international exchange of information, and it appeared that the periods of relative leisure between the sessions were at least as useful as the time spent in the sessions themselves.

The Congress was sponsored by ICA, which designated the planning country and approved the general scope and

* See "Report on the First Meeting of the International Commission on Acoustics," J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 230, and Acustica **1** [1951], p. 143.

Acknowledgment

I wish to thank Mr. H. L. GREEN, and the Physics Section, CHEMICAL DEFENCE EXPERIMENTAL ESTABLISHMENT, Porton, for the interest they have shewn in this problem, and the Chief Scientist, Ministry of Supply, for his permission to publish the material. (Received 20th February, 1953.)

References

- [1] LAMB, H., *Hydrodynamics*; 4th ed., Cambridge Univ. Press, 1916, 635.
- [2] ANDRADE, E. N. DA C., *Proc. roy. Soc. A* **134** [1931], 445.
- [3] KOENIG, W., *Ann. Phys. Lpz.* **42** [1891], 353.

outline of the programme. Financial aid was obtained through the UNESCO-IUPAP-ICA channel.

The Second Meeting of the Commission

During the Congress the Commission (ICA) held its second formal meeting, the first having been held in 1951. The Commission was gratified with the response to the Congress, and decided to sponsor gatherings of similar nature regularly in the future. In order that such congresses be truly international in participation they should satisfy three requirements: *a*) the scope should be sufficiently broad to attract a substantial number of acousticians from all over the world; *b*) the time interval between congresses should be regular, and long enough for thorough preparation; *c*) announcement of dates and location should be made two years in advance so that persons in distant countries may work out suitable travel plans. Briefly stated, the requirements are: early and good planning!

The Commission, in agreement with the Acoustical Society of America, has decided that the appropriate interval between ICA-congresses is three years. Therefore the second ICA-Congress will be held in 1956. The location will be announced in the near future.

Apart from these major international congresses sponsored by ICA, there will continue to be a need for symposia of limited international scope or restricted subject matter. The Commission is prepared to assist in the announcement of such symposia, and to advise on their scheduling to avoid unnecessary duplication or conflict of dates. National acoustical societies or groups contemplating such symposia should consult the Secretariat of ICA, preferably a year in advance in order to enable early announcement.

The relation of ICA to all types of gatherings in acoustics may now be summarized as follows:

a) ICA will sponsor a Congress once every three years (1953, 1956, etc.); the Congress is organized by some national society or group; the scope is rather broad, the attendance widely international.

b) ICA will advise on the planning of Symposia on specialized topics; they are organized by a national society or group and are international in the sense that a rather limited number of specialists from abroad will attend.

c) ICA has no responsibility for the meetings of national societies or groups, planned without reference to international interest.

ICA is the official body for coordinating international activities in acoustics. The Commission recognizes, however, that it can serve effectively only with the whole-hearted collaboration of leading acousticians throughout the world.

The Secretary,
C. W. Kosten
Delft, Netherlands
Mijnbouwplein 11

October, 1953

A METHOD OF MEASURING THE VELOCITY OF SOUND IN A FEW GRAMS OF A LIQUID

by J. H. JANSSEN

Royal Netherlands Naval College, Den Helder*

Summary

A slight modification of the electrodynamic sound generator of St. CLAIR permits the determination of the resonance frequency of the free-free bar with and without a liquid column on top of it.

The velocity of sound of the liquid follows from a very simple formula taking account of the small quantity of the liquid. The height of the column is about one quarter of a wave length (2.5 cm for 10 kc/s). It is thought that the accuracy may be better than 0.1 per cent.

Zusammenfassung

Der elektrodynamische Schallgenerator von St. CLAIR wird geringfügig abgeändert, so daß es möglich ist, die Resonanzfrequenz des in der Mitte gehalterten schwingenden Stabes mit und ohne Belastung durch eine Flüssigkeitssäule zu bestimmen.

Die Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit ergibt sich aus einer sehr einfachen Formel, in die unter anderem die sehr kleine Flüssigkeitsmenge eingeht, deren Höhe etwa eine Viertelwellenlänge beträgt (2,5 cm bei 10 kHz). Die Genauigkeit dürfte besser als 1 pro mille sein.

Sommaire

On a modifié légèrement le générateur acoustique électrodynamique de St. CLAIR, de façon qu'il permette de déterminer la fréquence de résonance d'une barre libre avec et sans colonne de liquide au-dessus.

La vitesse du son dans le liquide est déduite d'une formule très simple où intervient, entre autres, le très faible volume du liquide, dont la colonne a une hauteur d'environ un quart de longueur d'onde (2,5 cm pour 10 kHz). La précision peut être supérieure à 1‰.

1. Introduction

During an investigation of cavitation at 10 kc/s it was felt desirable to measure the velocity of sound in the liquid under test, preferably at about the same frequency, anyhow, instantaneously during the course of the cavitation experiments, with the aid of a simple device.

None of the methods in common use at the time satisfies these requirements. The methods using piezo-electric crystals as sound sources are suitable only for much higher frequencies, whereas the well-known low frequency apparatus require too great a quantity of liquid and suffer as a rule from difficulties from boundaries, such as unwanted reflections and yielding of the container walls, tubes, etc. Finally elaborate electronic equipment is frequently needed with the methods in common use. In the low-frequency region the cavitation properties of water seemed to be interesting [1], [2], [3].

The problem was therefore to design a suitable experimental method fulfilling the following requirements:

1. simple electronic apparatus,
2. simple and fast operation,
3. small quantities of liquid,
4. variable hydrostatic pressure,
5. accuracy comparable with that of other known methods.

It is thought that a solution has been found in a slightly altered electromagnetic sound generator of the St. CLAIR type [4].

2. Principle of the new method and constructional data

In the St. Clair generator a metal bar is set into vibration as a free-free-bar.

If at one end the bar could be extended by a column of liquid of, say, a few millimeters height, the resonance frequency would decrease, the decrease being governed by the mass of the liquid. If now the height of the liquid column is increased the finite velocity of sound in the liquid manifests itself in the fact that the decrease of the resonance frequency is no longer proportional to the mass of the liquid.

* Now at Technical Physics Dept. T.N.O. & T.H., Delft.

The velocity of sound can be measured and calculated easily, and with very reasonable accuracy, from this non-linear effect as will be shown in section 3.

A pre-requisite is of course that the column of liquid cannot yield laterally, since otherwise the liquid would indicate an apparently increased compressibility and therefore an abnormally low velocity of sound.

Fig. 1 shows the apparatus suitable for this purpose. The vibrator 1 is supported at its centre of gravity by a pin extending up through a hole in the centre of a pot magnet 2, the magnet being taken from a public address loudspeaker. The whole vibrator including the test-cell walls 3 and the driving ring 4, is turned out from a single

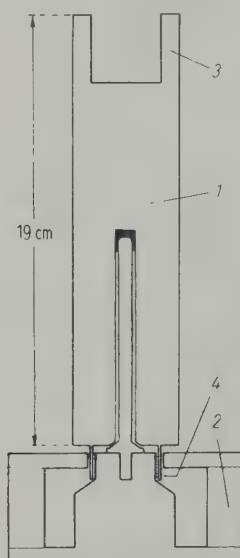


Fig. 1. Schematic drawing of the vibrator.

solid bar of metal. The driving ring projects into the gap of the magnet, the main difference from the St. Clair generator being the liquid test cell. An exciting coil is wound around the central pole of the magnet adjacent to the driving ring, and functions as the primary coil of a step-down transformer. An alternating current of about 9.3 kc/s flowing through it induces a much larger current in the driving ring, which acts as a one-turn secondary. It will be clear, that the friction caused by any mechanical connection or lead wires is eliminated by inducing the current in the moving coil rather than applying it directly. It is evident that the generator is a modification of the dynamic loudspeaker, the loudspeaker cone being replaced by a highly resonant bar.

Since the vibrator operates in the region of its resonance frequency the midsection will be nearly

at rest. By placing a little rubber cap on top of the supporting pin any difficulties arising from extra damping can be overcome. The resonance frequencies have been measured rather primitively and therefore rather inaccurately. For rapid and accurate measurement the generator could easily be made self-exciting [4] and the frequencies measured with the aid of a Wien bridge.

3. Theory

The measurement of the velocity of sound in a liquid depends on the fact that the resonance frequency of a loaded free-free bar is governed by the load, in this case formed by a liquid column.

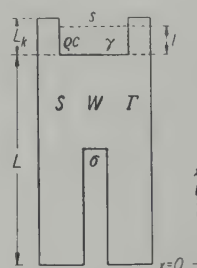


Fig. 2. Symbols used for the vibrating system (not to scale).

The following symbols will be used (see also Fig. 2):

C = velocity of sound in the metal, m/s

c = velocity of sound in the liquid, m/s

Γ = propagation constant of the metal
= $j\omega/C$, m^{-1}

γ = propagation constant of the liquid
= $j\omega/c$, m^{-1}

L = length of the metal cylinder, m

L_k = length of the test cell wall, m

l = length of the liquid column, m

r = radius of the cylinder = $\sqrt{S/\pi}$, m

P = density of the metal, kg/m^3

ρ = density of the liquid, kg/m^3

ρc = specific acoustic wave impedance of the liquid, $\frac{kg}{m^3} \cdot \frac{m}{s}$

S = cross-sectional area of vibrator, m^2

s = cross-sectional area of liquid column, m^2

σ = cross sectional area of pin-hole, m^2

W = specific acoustic wave impedance of vibrator, $\frac{Ns}{m^3}$

Z_{mech} = mechanical impedance at the driving ring, $N \frac{m}{s}$

z = specific acoustic impedance of liquid

column, $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$

ω = pulsance, radian/s.

It will be clear that the mechanical impedance at $X=L$, looking in the direction of the liquid, equals

$$zs + j\omega P(S-s)L_k.$$

By analogy with transmission line theory it follows that the mechanical impedance at $x=0$, disregarding for the moment the hole in the lower half of the bar, equals

$$Z_{\text{mech}} = WS \frac{zs + j\omega P(S-s)L_k}{WS} + \tanh \Gamma L \frac{WS}{zs + j\omega P(S-s)L_k + \tanh \Gamma L}.$$

The condition for resonance is obviously:

$$zs + j\omega P(S-s)L_k + WS \tanh \Gamma L = 0. \quad (1)$$

If there is no liquid in the test cell, $zs=0$ giving:

$$\omega P(S-s)L_k + WS \tan \frac{\omega L}{C} = 0. \quad (2)$$

Equations (1) and (2) will now be corrected for the presence of the pin-hole in the bar. According to RAYLEIGH [5] the correction for small additional masses may be given as follows: a small mass m at the distance x' from the midsection is equivalent to a mass correction of $m \cdot \sin^2(\pi x'/L)$ near one of the ends of the bar. In this case however there is a decrease in mass, giving

$$-j\omega \int_0^{\frac{1}{2}L} P\sigma \sin^2\left(\frac{\pi x'}{L}\right) dx' = -\frac{1}{4} j\omega P\sigma L$$

as the additional equivalent mass at the end of the bar. Correcting eq.(2) for this effect and approximating $\tan \omega L/C$ by $(\omega L/C) - \pi$, an approximation valid with very reasonable accuracy for resonance, and finally writing ω_0 for the resonant pulsance of the bare bar, we obtain

$$\omega_0 P(S-s)L_k + WS \left(\frac{\omega_0 L}{C} - \pi \right) - \frac{1}{4} \omega_0 P\sigma L = 0. \quad (3)$$

Proceeding in the same way with the case of the liquid present and replacing z by its equivalent $\rho c s \tan(\omega l/c)$ eq.(1) becomes:

$$-\rho c s \tan \frac{\omega l}{c} =$$

$$\omega P(S-s)L_k + WS \left(\frac{\omega L}{C} - \pi \right) - \frac{1}{4} \omega P\sigma L \quad (4)$$

which yields after subtraction of eqs.(3) and (4)

$$\rho c s \tan \frac{\omega l}{c} = (\omega_0 - \omega) \left[P(S-s)L_k + \frac{WSL}{C} - \frac{1}{4} P\sigma L \right]$$

or

$$\rho c s \tan \frac{\omega l}{c} = 2\pi \cdot \Delta\nu \cdot M_{\text{eff}}, \quad (5)$$

where $\Delta\nu$ is the difference between the two resonance frequencies.

From eq.(5) the velocity of sound c is readily obtained, provided M_{eff} is known with sufficient accuracy. As a consequence of the radial vibrations the density in the wave impedance W of the metal may, according to POCHHAMMER [6], be written as

$$P \left(1 + \frac{2\pi^2 \mu^2 r^2}{\lambda^2} \right)$$

where

μ = Poisson's ratio,

λ = wave length in the metal, m.

In this way the value of W may be found so as to make

$$M_{\text{eff}} = P(S-s)L_k + P \left(1 + \frac{2\pi^2 \mu^2 r^2}{\lambda^2} \right) SL - \frac{1}{4} P\sigma L$$

or

$$M_{\text{eff}} = \left[PSL + P(S-s)L_k - \frac{1}{2} P\sigma L \right] \cdot \left(1 + \frac{2\pi^2 \mu^2 r^2}{\lambda^2} + \frac{1}{4} \frac{\sigma}{s} \frac{S-s}{S} \cdot \frac{L_k}{L} - \frac{1}{2} \frac{\sigma}{S} \right)$$

or

$$M_{\text{eff}} = M_{\text{tot}} \cdot (1 + \alpha).$$

For the computation of α we need an accurate value of the wavelength λ . For a first approximation one may write $\lambda = 2L$, whereas a better value is given by

$$\lambda = 2L \left(1 + \frac{\pi^2 \mu^2 r^2}{4L^2} \right) \left(1 + \frac{S-s}{S} \cdot \frac{L_k}{L} \right).$$

The effective mass turns out to be one or two percent larger than M_{tot} the total mass of the vibrating cylinder.

For a given apparatus one may compute the value of M_{eff} once and for all.

4. Results

In the first place an attempt was made to show the dependence on bubble formation of the velocity of sound in water [7]. Although it was

found that the resonance frequencies are very sensitive to gas bubbles, even of microscopic size, the experiments were very difficult because almost all bubbles, as would be expected, formed on the wall and bottom of the test cell [8], [2].

It seems probable that the unexpected change in the tensile strength of water under varying pressure as measured by LANGE is entirely due to changes in the wave impedance of the water, that is, due to an erroneous interpretation of the measurements. Owing to the difficulties mentioned this problem was not studied any further.

The method proved to be very valuable for normal measurements of the velocity of sound, however, as the following results may show.

No.	Liquid	Temp. °C	Velocity, m/s		Remarks
			measured	Literature	
1	water	17.9	1473	1473.5	boiled, distilled
2	water	18.4	1478	1475	boiled, distilled
3	water	19.5	1512	1513	$\frac{32}{1000}$ parts salt
4	toluol	16.0	1351	1350	
5	ethyl- ether	17.5	1020	1027	discrepancy probably due to evaporation
6	glycerin	19.2	1917	1922	

The "Literature" values were taken from BERGMANN and KINSLER & FREY [9], [10].

As an example may be given measurement No. 1:

Liquid = 0.0200 kg distilled, boiled water

Temp. = 17.9 °C

$v_0 = 9.4075$ kc/s (average from 6 measurements)

$v = 9.2775$ kc/s (average from 6 measurements)

$M_{tot} = 2.5880$ kg

$\mu = 0.35$ (brass)

$L = 0.1600$ m

$L_k = 0.0300$ m

$d = 0.0300$ m diameter of test cell

$r = 0.0234$ m

$\sigma = \frac{\pi}{4} (0.009)^2 \text{ m}^2$.

One finds for $M_{eff} = 2.631$ kg.

A theoretical difficulty lies in the thickness of the testcell wall which has been assumed to be infinitely rigid. One finds that the correction for the finite wall stiffness decreases as the third power of the wall thickness, mainly because of the clamping at the bottom.

Another difficulty is caused by the viscosity of the liquid although it seems very probable that the wall friction may be neglected.

Experimental difficulties are

1. bubble formation in the liquid,
2. frequency measurement,
3. surface tension effects especially when the brass is fatty.

Measurement No. 2 is an example of bubble formation on the interface vibrator-liquid: the resulting impedance becomes smaller, so as to make Δv smaller, apparently resulting in a high value for c . The water was measured about ten minutes after the testcell was filled and after about half an hour microscopic bubbles became visible.

For all measurements the audio-oscillator had been running for about three hours.

5. Conclusion

It seems probable that with some refinements to overcome the difficulties mentioned, this resonance method may enable the velocity of sound in liquids to be measured with great accuracy. Some of the advantages are:

1. rapid measurement,
2. simple and reliable apparatus,
3. small quantities of liquid under test,
4. temperature stability.

In conclusion I wish to express my gratitude to prof. dr. G. C. DIBBETZ of the Royal Netherlands Naval College for his permission to carry out this investigation and for his constant interest.

(Received 19th October, 1953.)

References

- [1] NOLTINGK, B. E. and NEPPIRAS, E. A., *Proc. phys. Soc.*, London, **B63** [1950], 674—685; **B64** [1951], 1032—1038.
- [2] LANGE, Th., *Acustica* **2** [1952], Beiheft 2, AB 75—82.
- [3] BALHAN, J., *Ingenieur (Netherlands)* **65** [1953], W 29, W 41.
- [4] ST. CLAIR, H. W., *Rev. sci. Instrum.* **12** [1941], 250—256.
- [5] RAYLEIGH, Lord, *Theory of sound*. Dover publ. Vol. I, 249—250.
- [6] POCHHAMMER, L., „Journal für die reine und angewandte Mathematik“ (Fortsetzung des von A. L. Crelle gegründeten Journals, herausgegeben von C. W. Borchardt) **81** [1876], 324 (Berlin).
- [7] JANSSEN, J. H., *Acustica* **2** [1952], Beiheft 4, AB 257—258.
- [8] KURTZE, G. and TAMM, K., *Acustica* **3** [1953], 33—48.
- [9] BERGMANN, L., *Ultraschall*. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1942, 175—181.
- [10] KINSLER, L. E. and FREY, A. R., *Fundamentals of acoustics*. J. Wiley & Sons, New York 1950, p. 434—435.

BOUNDARY LAYER ABSORPTION IN A SPHERICAL RESONATOR

by I. D. CAMPBELL*

Physics Department, Imperial College, London

Summary

The paper develops the theory of the decay of symmetrical modes of oscillation of a gas enclosed by a rigid spherical shell. The two damping agencies considered, the viscosity and thermal conductivity of the gas, lead to "effective" wall admittances which modify the loss-free modes. A numerical example is calculated in detail to illustrate the theory.

Sommaire

On établit dans cet article la théorie de l'atténuation des modes symétriques d'oscillation d'un gaz enfermé dans une enceinte sphérique rigide. Les deux facteurs d'amortissement considérés, la viscosité et la conductibilité thermique du gaz, conduisent à des admittances « efficaces » de la paroi qui modifient les modes sans pertes. On illustre la théorie en faisant le calcul complet d'un exemple.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Theorie entwickelt für das Abklingen symmetrischer Eigenschwingungen eines Gases in einem starren, kugelförmigen Gefäß. Die beiden Verlustquellen, die Zähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit des Gases, verursachen einen „effektiven“ Wandleitwert, der die verlustfreien Eigenschwingungen modifiziert. Zur Erläuterung der Theorie wird ein Beispiel numerisch durchgeführt.

1. Introduction

The approximate treatment of the problem of the absorption of energy from an acoustic wave field at a rigid boundary has been given by a number of writers [1], [2]. The absorption in gases is due to the viscosity and thermal conductivity of the gas, and CREMER [3], treating the case of a plane wave striking a wall has shown how admittances Y_F and Y_H may be used in conjunction with the classical loss-free solution to obtain the energy loss. Later, BEATTY [4] used these admittances to calculate the attenuation of modes in acoustic wave guides. In the present paper, the theory is applied to a closed spherical resonator.

The admittances given by CREMER for a plane wave striking a flat wall at an angle of incidence Φ , are

$$Y_F = \frac{(1+i)}{2\rho c} k \Delta F \sin^2 \Phi \quad (1)$$

due to viscosity, and

$$Y_H = \frac{(1+i)}{2\rho c} (\gamma-1) k \Delta H \quad (2)$$

due to thermal conduction.

* Scientific Officer of the Commonwealth of Australia Department of Supply

Here

$$\Delta F = \sqrt{\frac{2\bar{\eta}}{\omega\rho}}, \quad (3)$$

where η is the viscosity, ρ the density of the gas, ω the pulsantance and k is $2\pi/\text{wave length}$. ΔF is the distance away from the wall in which the amplitude of the "compensating" tangential wave of CREMER falls by the factor e , and is a convenient measure of the viscous boundary layer thickness. At 1 kc/s in air at 20°C and one atmosphere pressure, ΔF has the value 0.00692 cm.

Also, correspondingly,

$$\Delta H = \sqrt{\frac{2K}{\omega\rho C_p}} \quad (4)$$

where K is the thermal conductivity, C_p the specific heat at constant pressure, and γ is the ratio of the principal specific heats of the gas. ΔH is the distance in which the amplitude of the compensating temperature wave falls by the factor e . It represents a thermal boundary layer thickness, having a value of 0.00814 cm.

It is necessary to modify the expressions for Y_F and Y_H for the case of a wave field within a closed spherical resonator.

2. Wall admittances for a spherical resonator

It will be assumed that the modes inside the spherical resonator are symmetrical about the polar axis, and that the pressure distribution of the primary field is of the form

$$p = f(r, \theta) e^{i\omega t} \quad (5)$$

where r is the radial coordinate and θ the polar angle. Following CREMER, the tangential velocity of the compensating field is given by

$$v'_\theta = -\frac{i}{\omega \rho} \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \cdot e^{-(1+i)(a-r)/\Delta F} \quad (6)$$

where a is the radius of the sphere. (In the following analysis, the time factor will be omitted, as in eq.(6).)

Since the pressure of the compensating field is zero, the equation of continuity becomes

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v'_r) - \frac{\partial}{\partial \mu} (\sqrt{1-\mu^2} v'_\theta) = 0, \quad (7)$$

where μ is written for $\cos \theta$ and v'_r is the compensating radial velocity.

If the value of v'_θ given by (6) is substituted in (7) and the integration with respect to r performed, the value of the compensating normal velocity at the wall, v'_{r0} , is found to be

$$v'_{r0} = -\frac{(1+i)}{2\omega \rho} \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \Delta F. \quad (8)$$

The value of the normal velocity of the primary field must be the negative of this, to obey the condition imposed by a rigid wall. So combining (5) and (8) the admittance at the wall due to viscosity is

$$Y_F = \frac{(1+i)}{2\rho c} k \Delta F \left\{ \frac{1}{(ka)^2} \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \right\}. \quad (9)$$

On comparing this expression with eq.(1), it is seen that the last term of (9) represents an averaging of an angle of incidence.

The value of the wall admittance due to the thermal conductivity of the gas may be derived in a similar manner. Since its value in the plane wave case, cf. eq.(2), is independent of the angle of incidence, it is not surprising that the result is unchanged when spherical coordinates are used. It is given by eq.(2).

3. The attenuation of particular modes

To apply these admittances to a particular mode of oscillation in the sphere, assume that the pressure distribution is given by

$$p = j_1(kr) P_l(\mu) \quad (10)$$

following the notation of FERRIS [5], who has summarised the theory of such modes. Here j_1 is the spherical Bessel function and P_l the Legendre polynomial, each of order l .

Then the normal admittance at the boundary is

$$Y = \frac{i}{\rho c} \frac{j'_1(s)}{j_1(s)} \quad (11)$$

where

$$s = ka. \quad (12)$$

This must be equal to Y_F , given by (9). Hence

$$\frac{j'_1(s)}{j_1(s)} = (1-i) \frac{\Delta F l(l+1)}{2a s} \quad (13)$$

which is a transcendental equation for s , giving a set of resonant frequencies via (12). To a first approximation, the roots of (13) are those of

$$j'_1(s_0) = 0. \quad (14)$$

So if the perturbed values of s are denoted by $s_0 + \delta s$ and then substituted into (13) the expression

$$\delta s = -(1-i) \frac{\Delta F}{2a} \frac{l(l+1)s_0}{s_0^2 - l(l+1)} \quad (15)$$

is obtained by the aid of the standard properties of the spherical Bessel functions.

The expression (15) agrees with that given by LAMB [6] and indicates a decay of the mode with time, and a decrease $\delta\omega$ in resonant frequency. The quality factor for this viscous case turns out to be

$$Q_F = \left[\frac{s_0^2}{l(l+1)} - 1 \right] \frac{a}{\Delta F}. \quad (16)$$

The relative drop in resonant frequency is found to be

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2Q_F}. \quad (17)$$

In other words, the change in resonant frequency is equal to half the band width. This is because the wall conductance is equal to the wall susceptance.

In the case of absorption of energy due to thermal processes at the wall, the expressions (2) and (11) must be equated, leading to

$$\frac{j'_1(s)}{j_1(s)} = (1-i)(\gamma-1) \frac{\Delta H}{2a} s. \quad (18)$$

The increment δs of s from the loss free solution s_0 is

$$\delta s = (1-i)(\gamma-1) \frac{\Delta H}{2a} \frac{s_0^3}{s_0^2 - l(l+1)}. \quad (19)$$

Hence the quality factor is

$$Q_H = \left[1 - \frac{l(l+1)}{s_0^2} \right] \frac{1}{(\gamma-1)} \frac{a}{\Delta H} \tag{20}$$

and the relative drop in frequency is

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = - \frac{1}{2Q_H} \tag{21}$$

4. Discussion

The geometrical interpretation of the modes of oscillation represented by eq.(10) has been given by FERRIS. The l zeros of the Legendre polynomial $P_l(\cos\theta)$ determine l nodal cones of zero pressure. And if the value of s_0 chosen is that corresponding to the m -th extreme value of $j_l(s)$, (cf. eq.(14) then there are m nodal spheres of zero pressure. So a mode may be specified by the two integers l and m and referred to as the (l,m) mode.

If the mode of oscillation is purely radial, i.e. a $(0,m)$ mode, there is no tangential velocity at the wall of the spherical shell. Hence there is no viscous energy loss at the wall and Q_F is infinite. But thermal wall loss is always present, due to the alternations of pressure there. In this case, Q_H has the value $a/(\gamma-1)\Delta H$. To facilitate the discussion of higher modes, the coefficients appearing in the expressions for Q_F and Q_H in eqs.(16) and (20) have been calculated from the values of s_0 given by FERRIS¹. The coefficients are

Table I
Values of $\frac{s_0^2}{l(l+1)} - 1$

l	$m = 1$	2	3	4	5
0	∞	∞	∞	∞	∞
1	1.16649	16.644	41.374	75.937	120.357
2	0.86159	7.8571	17.776	30.953	47.411
3	0.69808	5.1401	10.976	18.367	27.423
4	0.59427	3.8417	7.8386	12.794	18.726
5	0.52165	3.0851	6.0962	9.737	14.026

Table II
Values of $1 - \frac{l(l+1)}{s_0^2}$

l	$m = 1$	2	3	4	5
0	1.00000	1.00000	1.00000	1.00000	1.00000
1	0.53842	0.94332	0.97640	0.98700	0.99176
2	0.46283	0.88710	0.94674	0.96870	0.97934
3	0.41110	0.83714	0.91629	0.94836	0.96482
4	0.37275	0.79346	0.88686	0.92750	0.94931
5	0.34282	0.75521	0.85908	0.90686	0.93345

¹ A misprint occurs here in the value of s_0 for the (4,1) mode. The correct value is 5.64670.

given in Tables I and II for l from 0 to 5 and m from 1 to 5. Table I shows that if the number of nodal spheres is kept fixed but the number of nodal cones increased, then the coefficient of $a/\Delta F$ in Q_F decreases rapidly. This means physically that the more complicated the motion at the wall, the greater is the viscous loss, which is to be expected. It is seen from Table II that the coefficient of Q_H has a similar but not so rapid decrease. To obtain the appropriate Q these coefficients must be multiplied by a factor which varies as the square root of the frequency of the mode. This tends to offset the decrease of the coefficients referred to above.

Table III
Resonant frequencies for 10 cm sphere in kc/s

l	$m = 1$	2	3	4	5
0	2.460	4.230	5.970	7.701	9.428
1	1.140	3.252	5.040	6.792	8.530
2	1.830	3.991	5.811	7.580	9.331
3	3.092	4.700	6.555	8.347	10.111
4	2.544	5.388	7.279	9.094	10.875
5	3.699	6.061	7.988	9.826	11.624

A numerical example has been calculated in detail to illustrate what may be expected in the general case. Table III shows the values of the resonant frequencies of a sphere of 10 cm radius containing air at 20°C at one atmosphere pressure. The values of s_0 given by FERRIS were used in conjunction with eq.(12). Then, using these frequencies, the values of ΔF and $(\gamma-1)\Delta H$ were obtained from the expressions

$$\Delta F = 0.219 f^{-\frac{1}{2}}, \tag{22}$$

$$(\gamma-1)\Delta H = 0.104 f^{-\frac{1}{2}} \tag{23}$$

which are eq.(3) and (4) with the appropriate physical constants inserted. Here, f is the frequency in c/s. The values of ΔF , in conjunction with those in Table I, were combined as in eq.(16) to obtain the values of Q_F given in Table IV. In a similar way, one obtains the values of Q_H also given in Table IV.

On comparing the numerical values, it is seen that, in general, Q_H is less than Q_F . In other words, the effect of thermal conduction due to the alternations of pressure on the wall of the resonator wastes more energy than the viscous effect of the tangential particle velocity. However, exceptions to this behaviour occur in the $(l,1)$ modes.

Table IV
Values of Q_F , Q_H and Q_B for 10 cm sphere

l	$m = 1$	2	3	4	5
0	Q_F	∞	∞	∞	∞
	Q_H	4810	6290	7460	8480
	Q_B	538 000	313 000	221 000	172 000
1	Q_F	1810	43 200	134 000	287 000
	Q_H	1770	5 180	6 690	7 830
	Q_B	1 160 000	406 000	262 000	195 000
2	Q_F	1680	22 700	62 200	125 000
	Q_H	1920	5 410	6 960	8 140
	Q_B	720 000	332 000	227 000	174 000
3	Q_F	1590	16 100	40 700	77 000
	Q_H	1990	5 540	7 160	8 390
	Q_B	535 000	281 000	202 000	158 000
4	Q_F	1520	12 900	30 700	56 100
	Q_H	2000	5 630	7 270	8 510
	Q_B	520 000	246 000	183 000	146 000
5	Q_F	1450	11 000	25 000	44 500
	Q_H	2010	5 680	7 410	8 640
	Q_B	358 000	218 000	166 000	134 000

Analytically, from eqs. (16) and (20) one obtains

$$\frac{Q_F}{Q_H} = \frac{s_0^2}{l(l+1)} \frac{\Delta H}{\Delta F}. \quad (24)$$

If a set of modes with a constant number of nodal pressure cones is considered, i.e. l constant, it is seen that the ratio of the thermal loss to the viscous loss varies as the square of the frequency of the mode. So the thermal loss eventually predominates at high frequencies.

In order to find the actual response of the resonator, it is necessary to consider the loss of energy in the body of the gas. STOKES' expression for this loss, due to viscosity and thermal conductivity may be written in the present notation as

$$Q_B^{-1} = k^2 \left[\frac{2}{3} \Delta F^2 + \frac{(\gamma-1)}{2} \Delta H^2 \right], \quad (25)$$

where Q_B is the quality factor for both agencies. If the physical constants are inserted, the expression

$$Q_B = 1.32 \times 10^9 f^{-1} \quad (26)$$

is obtained. The values of Q_B for the modes in the 10 cm sphere are given in Table IV. The comparison of the numerical values of Q_F , Q_H and Q_B shows that the body losses are always less than

the thermal wall losses (in the modes considered here). But for some of the higher modes, the body losses exceed the viscous wall losses. This is contrary to the statement, often made, that the body losses are negligible in comparison with the wall losses.

The quality factor of the resonator which would be measured in a practical case is derived from Q_F , Q_H and Q_B and given by the expression

$$Q^{-1} = Q_F^{-1} + Q_H^{-1} + Q_B^{-1}. \quad (27)$$

5. Conclusion

The use of effective wall admittances representing viscous and thermal losses at the boundary leads naturally to a solution of the decay of the modes of oscillation of a gas within a closed spherical resonator. Not only is the quality factor predicted but also the decrease in resonant frequency. It should be observed that the treatment of the problem given by VOELZ, based strictly on the energy losses at the wall, while giving the quality factor, fails to provide the decrease in resonant frequency. The expression for the absorption due to viscosity agrees with that given by LAMB.

The detailed interpretation of the results in the general case is difficult, but from the numerical example given, it is seen that thermal absorption at the wall usually predominates. The relative contributions to the absorption of the viscous and thermal agencies vary for each mode chosen.

The losses within the body of the gas are usually negligible, but may exceed the viscous wall loss in some modes.

Acknowledgment

The author is indebted to Dr. R.W.B. STEPHENS for his interest in this paper.

(Received 20th April, 1953.)

References

- [1] NIELSEN, A. K., Trans. Danish Acad. tech. Sci. **10** [1949], 9.
- [2] VOELZ, K., Z. angew. Phys. **3** [1951], 67; **4** [1952], 18.
- [3] CREMER, L., Arch. elekt. Übertragung **2** [1948], 136.
- [4] BEATTY, R. E., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 850.
- [5] FERRIS, H. G., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 57.
- [6] LAMB, H., Hydrodynamics, 6th ed. Cambridge University Press, 1932, p. 661.

UNTERSUCHUNGEN AN MAGNETOSTRIKTIVEN SCHWINGERN BEI FREQUENZEN ZWISCHEN 80...500 kHz

Von GEORG STEINKAMP, Oldenburg i. O.

Zusammenfassung

Magnetostruktionschwinger mit Resonanzfrequenzen zwischen 80...500 kHz werden nach verschiedenen Methoden untersucht. Während der Wirkungsgrad bei 80 kHz ungefähr 45 % beträgt, ist er bei 500 kHz nur noch 8 %. Verschiedene Arten von Dämpfungen, die bei Magnetostruktionschwingern auftreten, werden diskutiert und gemessen.

Summary

Magnetostriction vibrators with resonance frequencies between 80 and 500 kc/s are investigated by various methods. While the degree of efficiency is about 45 % at 80 kc/s, it deteriorates to 8 % at 500 kc/s.

Different kinds of damping found in magnetostriction vibrators are discussed and measured.

Sommaire

On étudie au moyen de différentes méthodes des émetteurs à magnétostriction ayant des fréquences de résonance comprises entre 80 kHz et 500 kHz. Alors que le rendement est environ 45 % à 80 kHz, il n'est plus que 8 % à 500 kHz.

1. Einleitung

Magnetostruktive Schwinger zwischen 80 und 500 kHz werden daraufhin untersucht, ob es möglich ist, sie bei Frequenzen oberhalb 100 kHz mit gutem Wirkungsgrad zu bauen, bzw. inwieweit physikalische Gesichtspunkte der Frequenzsteigerung eine Grenze setzen.

die übrigen 0,1 mm dickes Blech verwendet. Nach einstündigem Glühen der Nickelbleche unter Luftzutritt bei 600 °C werden fünf Magnetostruktionschwinger mit annähernd quadratischer Strahlfläche zusammengeschichtet.

2. Meßmethoden

a) Wattmetrische Messung

Dieses Verfahren gestattet es, die Resonanzfrequenzen, Verluste und Dämpfungen der Schwinger zu bestimmen [1]. Man trägt die vom Schwinger einmal in Luft und einmal in Wasser aufgenommenen elektrischen Leistungen gegenüber der Frequenz auf. Um die erregende Kraft konstant zu halten, läßt man dabei das Verhältnis von angelegter Spannung zu Frequenz konstant. Aus der Resonanzüberhöhung der Wasserkurve ergibt sich der elektrisch-mechanische Wirkungsgrad η_{em} . Die relative Dämpfungszunahme der Schwinger nach dem Eintauchen ins Wasser gegenüber dem Zustand in Luft ergibt den mechanisch-akustischen Wirkungsgrad η_{ma} . Der elektrisch-akustische oder Gesamtwirkungsgrad ist demnach:

$$\eta_{ea} = \eta_{em} \cdot \eta_{ma} \quad (1)$$

b) Messung der Hysteres- und Wirbelstromverluste

Die Teilwerte der elektrischen Verluste eines magnetostruktiven Schwingers lassen sich wie bei einem Transformator aus der Frequenzabhängig-

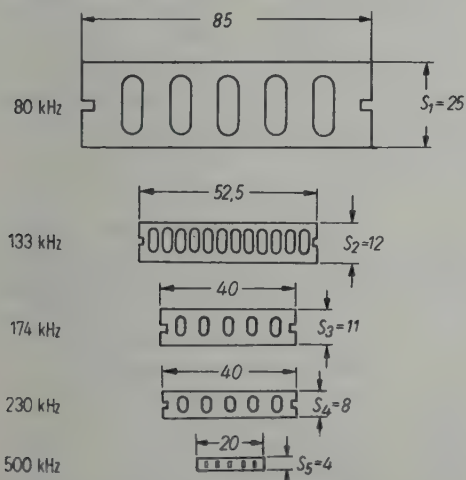


Abb. 1. Magnetostruktive Schwingerbleche für fünf verschiedene Resonanzfrequenzen (Maße in mm).

Es werden fünf verschiedene Blechformen aus technisch reinem Nickelblech untersucht (Abb. 1). Für die kleinste Blechform wird 0,05 mm und für

keit der Gesamtverluste bestimmen. Die Hystereseverluste steigen linear und die Wirbelstromverluste mit dem Quadrat der Frequenz. Die Gesamtverluste können durch folgende Gleichung angegeben werden:

$$N = N_h + N_w = K_h \cdot f + K_w \cdot f^2. \quad (2)$$

Die beiden Koeffizienten K_h und K_w werden graphisch ermittelt, indem man den Quotienten N/f in Abhängigkeit von der Frequenz aufträgt:

$$N/f = K_h + K_w \cdot f. \quad (3)$$

Bei dieser Messung wird der Quotient aus Spannung und Frequenz konstant gehalten, um eine frequenzunabhängige Induktion zu erzielen.

c) Dämpfungsmessung mit elektrostatischer Erregung

Diese Meßmethode ermöglicht es, die Resonanzkurven der Schwinger in Luft bei verschiedenen stark vormagnetisierten und sogar bei völlig entmagnetisierten Schwingern vorzunehmen. Daraus kann man Rückschlüsse auf die Größe der verschiedenen Dämpfungsanteile bei Betrieb in Luft ziehen. Ferner gestattet das Verfahren die Messung der Absolutempfindlichkeit.

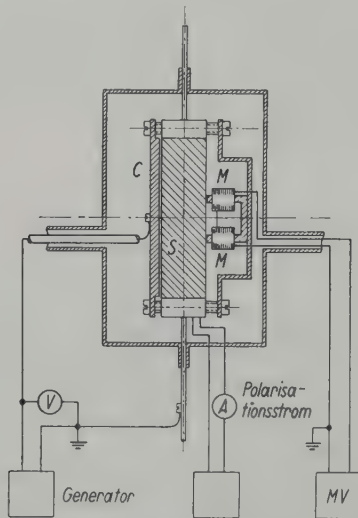


Abb. 2. Dämpfungsmessungen eines 80 kHz-Schwingers bei elektrostatischer Anregung.

Abb. 2 zeigt die Meßanordnung. Zwecks elektrostatischer Erregung des zu untersuchenden Schwingers S ist seiner linken Strahlfläche gegenüber eine Kondensatorplatte C angebracht, an die eine Gleichspannung u_0 und eine Wechselspannung u_{\sim} angelegt werden. Ist F die Fläche der Kondensatorplatte und d ihr Abstand vom Schwinger, so ergibt sich der Momentanwert der Kraft auf die Oberfläche des Schwingers zu:

$$k = \frac{1}{2} \epsilon_0 F \left(\frac{u}{d} \right)^2. \quad (4)$$

Dabei ist die allgemeine Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ und $u = u_0 + u_{\sim} \cos \omega t$ der Augenblickswert der Gesamtspannung. Daraus folgt, wenn $u_0 \gg u_{\sim}$ ist, für den Effektivwert des mit der Frequenz $\omega/2\pi$ wirkenden Wechseldrucks:

$$P = \frac{\epsilon_0 u_0}{d^2} U. \quad (5)$$

Dabei bedeutet U den Effektivwert der Wechselspannung. Auf der rechten Seite des Magnetostriktionsschwingers wird seine Schnelle mit Hilfe eines kleinen Magnetspulensystems M gemessen. Die induzierte Spannung wird einem aperiodischen Meßverstärker MV zugeführt. Die Aufnahme der Resonanzkurven erfolgt bei konstanter erregender Kraft, d. h. bei konstanter Spannung.

3. Messungen und Ergebnisse

a) Wattmetrische Messung von fünf verschiedenen Schwingern

Zur Vorbereitung für die Messung werden alle fünf Schwinger durch einen kräftigen Gleichstromstoß polarisiert, um ihnen für die Untersuchungen den notwendigen remanenten Magnetismus zu verleihen. Eine schnelle Bestimmung der Resonanzfrequenz erhält man durch Aufstreuen von kleinen Glasperlen auf die Strahlflächen. Beim Anlegen einer Wechselspannung fangen die Glasperlen bei der Resonanz zu tanzen und zu rauschen an. Die Resonanzen liegen bei den folgenden Werten:

80 kHz, 133 kHz, 174 kHz, 230 kHz, 500 kHz.

Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den aus der sog. „Tonpilzformel“ errechneten (Abb. 3):

$$f_{res} = \sqrt{\frac{E \cdot q (m_1 + m_2)}{l \cdot m_1 \cdot m_2}} \quad (6)$$

(E = Elastizitätsmodul, l = Länge des Steges, q = Querschnitt des Steges, m_1, m_2 = Endmassen).

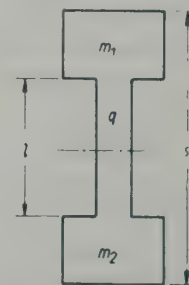


Abb. 3. Tonpilzschwinger.

Um die Meßgenauigkeit der „Luftkurven“ für die wattmetrische Messung nicht durch Erwärmung herabzusetzen, erfolgt die Messung der Schwinger bei kleinen Leistungen von etwa 2 W ohne Polarisationsstrom. Bei der Messung sind die Schwinger frei schwebend aufgehängt. In Abb. 4 a—e sind die „Luftkurven“ eingezeichnet. Sie sind ebenso wie die folgenden „Wasserkurven“ mit einem Thermokreuz-Wattmeter aufgenommen.

aus der Halbwertsbreite bestimmt:

$$\delta = \pi \cdot \frac{f_2 - f_1}{f_{res}} \quad (7)$$

Der elektrisch-mechanische Wirkungsgrad ergibt sich aus dem Verhältnis

$$\eta_{em} = \frac{AB}{AC} \quad (\text{Abb. 4a}); \quad (8)$$

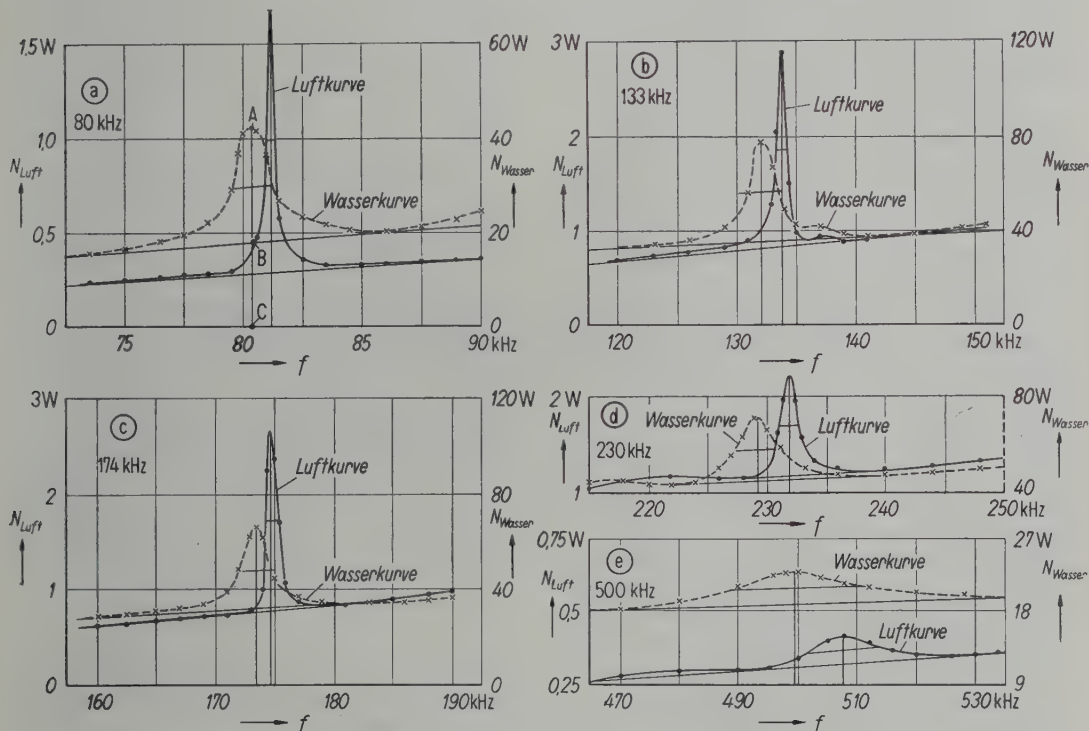


Abb. 4. Wattmetrische Resonanzkurven für fünf verschiedene Magnetostruktionschwinger in Luft und Wasser.

Zur Aufnahme der Wasserkurven werden alle Schwinger 24 Stunden in abgekochtem Wasser gewässert. Nach dieser Zeit sind alle Bleche gründlich vom Wasser benetzt, und es tritt keine Änderung der Resonanzkurven mehr auf. Der jeweils zu messende Schwinger wird zur Vermeidung von Interferenzen durch Reflexion an der Wasseroberfläche flach auf eine leicht geneigte Schaumgummiunterlage am Boden des Meßgefäßes gelegt. Die Wassermessungen erfolgen mit ca. 60 W, einer Leistung, die ungefähr der normalen Belastung in der Praxis entspricht. Gemessen wird mit Polarisationsstrom unter Anpassung von Wirk- und Blindwiderstand des Schwingers an den Generator.

Die aufgenommenen Wasserkurven sind ebenfalls in Abb. 4 a—e eingezeichnet. Die logarithmischen Dekremente werden in üblicher Weise

der mechanisch-akustische Wirkungsgrad zu:

$$\eta_{ma} = \frac{\delta_W - \delta_L}{\delta_W} \quad (9)$$

(δ_W = logarithmisches Dekrement des Schwingers in Wasser, δ_L = logarithmisches Dekrement des Schwingers in Luft).

Die für die einzelnen Schwinger gemessenen Werte sind in der Tabelle I zusammengestellt. Der Verlauf des Gesamtwirkungsgrades in Abhängigkeit von der Frequenz ist ferner aus Abb. 5 zu ersehen.

b) Messung der Verlustanteile in 0,1 mm dickem Nickelblech

Die Messung der Hysteres- und Wirbelstromverluste wird an einem Nickelring mit 43 cm³ Volumen vorgenommen. Er besteht aus aufein-

Tabelle I
Auswertung der wattmetrischen Luft- und Wasserkurven

a) Dämpfungen und Wirkungsgrade						
Schwinger	Kurvenart	I_{pol}	l_{em}	δ	l_{ma}	l_{ea}
		A	°		°	°
80 kHz	Luftkurve	0		0,014		
	Wasserkurve	3	57	0,065	79	45
133 kHz	Luftkurve	0		0,021		
	Wasserkurve	8	55	0,060	65	36
174 kHz	Luftkurve	0		0,022		
	Wasserkurve	8	53	0,047	53	28
230 kHz	Luftkurve	0		0,023		
	Wasserkurve	7	38	0,046	50	19
500 kHz	Luftkurve	0		0,074		
	Wasserkurve	4	16	0,141	48	8

b) Elektrische Daten für die Resonanzstelle der Wasserkurve

Schwinger	f_{res}	U_{res}	I_{res}	$U_r \cdot I_r$	N_{res}	$\cos \varphi$
	kHz	V	A	VA	W	
80 kHz	80,4	24	2,42	58,0	42	0,72
133 kHz	132,2	18	5,50	99,0	77	0,78
174 kHz	173,5	15	5,43	81,5	66	0,81
230 kHz	229,3	21	4,50	94,5	71	0,75
500 kHz	499,5	21	1,10	23,1	22,8	0,99

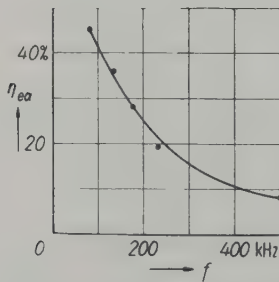


Abb. 5. Gesamtwirkungsgrad von Magnetostruktionschwingern als Funktion der Frequenz.

andergeschichteten, geglähten, 0,1 mm starken Nickelblechen von 8 cm Außen- und 5 cm Innendurchmesser. Die Messung wurde an dieser Blechstärke durchgeführt, weil sie für fast alle Nickelschwinger in der Praxis verwendet wird. Die Bleche werden durch stramme Bewicklung mit Ölseide zusammengehalten. Im Gegensatz zu den Schwingern ergibt sich im Nickelring eine konstante mittlere Kraftflußdichte, wenn auch die Induktion innerhalb eines Bleches nicht als konstant angesehen werden kann. Die mechanische Eigenfrequenz der Ringe liegt unter dem Meßbereich.

Zur Messung der Materialverluste wird der Ring mit einer Kupferdrahtwicklung versehen und in Wasser gelegt, um eine zu starke Erwärmung zu vermeiden. In Abb. 6 sind die am Wattmeter abgelesenen Gesamtverluste in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Messung

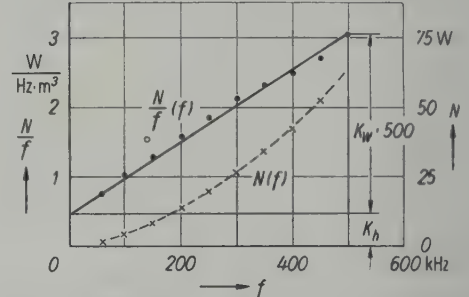


Abb. 6. Bestimmung der Hysterese- und Wirbelstromkoeffizienten bei 0,1 mm starken Nickelblechen.

erfolgt bei einem Polarisationsstrom von 5 A, bei Feldstärken von der gleichen Größenordnung wie bei den wattmetrischen Messungen. Außer den Gesamtverlusten sind in der gleichen Darstellung die auf 1 cm³ bezogenen Werte von N/f für die Bestimmung der Koeffizienten K_h und K_w eingezeichnet. Aus der Geraden, die sich durch die zugehörigen Punkte hindurchlegen läßt, ergeben sich graphisch die beiden Konstanten zu:

$$K_h = 4,8 \cdot 10^{-1} \text{ W/Hz} \cdot \text{m}^3,$$

$$K_w = 5,2 \cdot 10^{-6} \text{ W/Hz}^2 \cdot \text{m}^3.$$

Danach setzen sich die Gesamtverluste in dem gemessenen Bereich für ein beliebiges Volumen V wie folgt zusammen:

$$N = V(0,48 \cdot f + 5,2 \cdot 10^{-6} \cdot f^2) \text{ W}.$$

Dabei ist f in Hz und V in m³ einzusetzen.

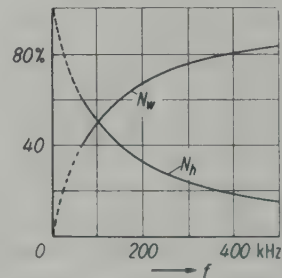


Abb. 7. Hysterese- und Wirbelstromverluste von 0,1 mm starken Nickelblechen in Prozenten der Gesamtverluste.

In Abb. 7 sind Hysterese- und Wirbelstromverluste bei verschiedenen Frequenzen in Prozenten der Gesamtverluste angegeben.

c) *Dämpfungsmessungen mit elektrostatischer Anregung an einem 80 kHz-Schwinger*

Die Messung der Dämpfung des Schwingers in Luft in Abhängigkeit vom Polarisationsfeld bei elektrostatischer Anregung wird an einem 80 kHz-Schwinger durchgeführt, dessen Strahlfläche $8,5 \times 9 \text{ cm}^2$ groß ist. Der Schwinger wird durch einen Messingrahmen gehalten, der beide Strahlflächen freiläßt. Zur elektrostatischen Anregung dient eine Duralplatte, die in einem Abstand von 0,1 mm vor der einen Schwingeroberfläche angebracht wird. Die elektrische Wechselspannung für die Kondensatorplatte wird über eine geschirmte Leitung von einem kleinen Röhrengenerator geliefert. Der abgegebenen Wechselspannung ist die Anodengleichspannung der Endröhre überlagert.

Gegenüber der anderen Schwingeroberfläche befindet sich eine hochohmige Magnetspule. Diese wird mit drei Schrauben auf einen möglichst kleinen Luftspalt justiert. Zur Verstärkung der von dem Abnahmemagneten gelieferten Wechselspannung wird ein dreistufiger aperiodischer Meßverstärker benutzt.

In Abb. 8 sind die aus den Resonanzkurven errechneten logarithmischen Dekremente in Abhängigkeit von dem Polarisationsstrom bzw. von der Polarisationsfeldstärke aufgetragen. In der gleichen Darstellung sind auch die Werte für die Resonanzfrequenzen eingetragen, die unter dem Einfluß des sog. „ ΔE -Effektes“ mit wachsender Feldstärke ansteigen.

Die Leerlaufspannung, die der Schwinger mit seinem inneren Widerstand von 13Ω abgibt, ist bei einem Wecheldruck von 17 N/m^2 (d. h. $170 \mu\text{bar}$, da $1 \text{ N} = 1 \text{ Newton} = 10^5 \text{ dyn}$) und bei günstigster Polarisation etwa 3 mV. Seine Empfindlichkeit ist also $0,18 \text{ mV pro N/m}^2$ ($0,018 \text{ mV}/\mu\text{bar}$).

4. Diskussion der Ergebnisse

a) „Transformator-Verluste“

Zwischen den magnetischen und elektrischen Verlusten eines Magnetostruktionschwingers und

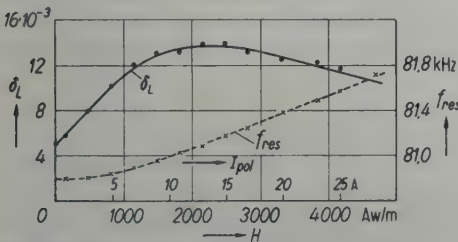


Abb. 8. Dämpfung eines 80 kHz-Schwingers in Luft als Funktion des Polarisationsstromes bei elektrostatischer Anregung.

denjenigen eines gleichstrombelasteten Transformators im Leerlauf besteht wegen des grundsätzlich gleichen Aufbaus eine große Ähnlichkeit. Während man die Hystereseverluste nur durch die Art des verwendeten Materials beeinflussen kann, ist es möglich, die Wirbelstromverluste außerdem durch die Blechdicke zu verändern. Bei den in der Praxis meistens verwendeten 0,1 mm starken Nickelblechen überwiegen entsprechend Abb. 7 unterhalb 100 kHz die Hysteres- und oberhalb 100 kHz die Wirbelstromverluste.

b) *Dämpfung infolge innerer Magnetisierungsvorgänge*

In der Nähe der Resonanzfrequenz treten zusätzlich Verluste durch sogenannte „verborgene Magnetisierungsvorgänge“ auf. Sie werden durch die mechanischen Schwingungen des magnetostriktiven Schwingers hervorgerufen. Die Verluste bewirken eine zusätzliche Dämpfung, die zu meist groß im Vergleich zur Reibungsdämpfung bei Betrieb des Schwingers in Luft ist. Durch die Vergrößerung der Dämpfung in Luft werden der prozentuale Unterschied zwischen dieser und der Dämpfung unter Wasser verkleinert und der mechanisch-akustische Wirkungsgrad herabgesetzt.

Man unterscheidet bei den in Betracht kommenden Frequenzen zwei verschiedene Erscheinungen, welche die große Dämpfung bei ferromagnetischen Stoffen verursachen. Es sind die magnetomechanische Hysteresis und die makroskopischen Wirbelströme [2]. (Die mikroskopischen Wirbelströme sind in dem gemessenen Frequenzgebiet noch vernachlässigbar klein.) Die beiden Erscheinungen haben verschiedene physikalische Ursachen, so daß man sie bis zu einem gewissen Maße getrennt darstellen und messen kann.

Die magnetomechanische Hysteresis, die ihre Ursache in den irreversiblen Wandverschiebungen der Weißschen Bezirke hat, ruft eine von der Frequenz unabhängige Dämpfung hervor [2]. Da sich im entmagnetisierten Zustand des Schwingers noch keine makroskopischen Wirbelströme ausbilden können, ist ein großer Teil der Anfangsdämpfung von $5 \cdot 10^{-3}$ in Abb. 8 auf das Vorhandensein der magnetomechanischen Hysteresis zurückzuführen. Der übrige Teil ist Reibungsdämpfung [3].

Die makroskopische Wirbelstromdämpfung im Inneren der Bleche tritt nur bei gleichzeitigem Vorhandensein einer Vormagnetisierung auf. Da ein magnetostriktiver Schwinger zu seinem Betrieb stets polarisiert sein muß, ist dieser Dämpfungsanteil immer vorhanden. Aus Abb. 8 ist zu

erkennen, wie die Dämpfung in Luft bei steigender Gleichstrommagnetisierung zunimmt. Sie erreicht bei einer magnetischen Feldstärke von etwa 2200 Aw/m ihren Höchstwert von 0,014. Da ein Teilbetrag dieser Gesamtdämpfung von $5 \cdot 10^{-3}$ der magnetomechanischen Hysterese + Reibungsdämpfung zuzuschreiben ist, beträgt die reine makroskopische Wirbelstromdämpfung bei 80 kHz im Höchsfalle also $14 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3} = 9 \cdot 10^{-3}$. Dieser Wert liegt bei derjenigen Magnetisierungsfeldstärke, für die auch die Empfindlichkeit des Schwingers am größten ist. Mit zunehmender Vormagnetisierung nimmt die makroskopische Wirbelstromdämpfung infolge einsetzender Sättigung wieder ab. Nach Berech-

nungen von BROWN [4] nimmt die makroskopische Wirbelstromdämpfung in dem hier in Betracht kommenden Bereich linear mit der Frequenz zu. Übereinstimmend mit diesen Berechnungen wachsen auch die Dämpfungen der fünf Magnetostruktionsschwinger in Luft annähernd linear mit ihren Resonanzfrequenzen.

(Eingegangen am 1. März 1953.)

Schrifttum

- [1] FISCHER, F.A., Grundzüge der Elektroakustik. Fachverlag Schiele u. Schön, Berlin 1950, S. 123 ff.
- [2] BECKER, R. und DOERING, W., Ferromagnetismus. Springer-Verlag, Berlin 1939, S. 357 ff.
- [3] SIEGEL, S. und QUIMBY, S., Phys. Rev. **49** [1936], 663.
- [4] BROWN, W.F., Phys. Rev. **50** [1936], 1165.

VERSUCHE ZUR DEMONSTRATION VON ULTRASCHALLWELLEN IN FLÜSSIGKEITEN

Von F. HAUER und G. KECK

Institut für Medizinische Physik der Universität Wien

Zusammenfassung

Es werden einige Versuche zur Demonstration von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten vor einem größeren Auditorium beschrieben.

Summary

Methods are described for demonstrating ultrasonic waves in liquids before a large audience.

Sommaire

Démonstration des ultrasons dans les liquides.

Zur Beobachtung stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten werden in der Regel optische Methoden verwendet (Schlierenmethode und Beugung des Lichtes an stehenden Ultraschallwellen). Die mechanischen Verfahren beruhen auf der Anordnung von Pulvern in übereinandergelagerten Schichten in der Flüssigkeit oder in Anordnungen wie in Kundtschen Röhren. Außerdem wurde die Entstehung von Luftblasen durch Kavitation und Anordnung an den Knotenstellen beim Durchgang des Ultraschalles durch derartige Röhre beobachtet.

Verformungen der Flüssigkeitsoberfläche durch Ultraschall wurden von POHL beschrieben, der mit einer Galtonpfeife in Luft Schallwellen erzeugt und auf die Oberfläche wirken läßt [1]. Im hiesigen Institut hat STEINER solche Verformungen der Oberfläche erzeugt, indem er in der Flüssigkeit einen der üblichen Quarzgeneratoren anbrachte und dessen Wellen reflektieren ließ [2].

Durch Überlagerung von verschiedenen reflektierten Wellen lassen sich verschiedene Interferenzerscheinungen in der Flüssigkeit sichtbar machen. Die an der Oberfläche entstehenden Rillen geben, wenn die Wellenfronten gegen die Oberfläche geneigt sind, allerdings nicht die Wellenlänge, sondern eine dieser proportionale Spurwellenlänge.

In Fortführung dieser Beobachtungen waren wir bemüht, diese Versuche mit kleinsten Wellenlängen in Flüssigkeiten so zu gestalten, daß sie einem größeren Kreis von Hörern sichtbar sind.

1. Methode

Obwohl die Oberflächenwellen nach STEINER mit freiem Auge beobachtbar sind, ist eine Demonstration vor einem größeren Auditorium schwierig. Daher haben wir verschiedene Pulver, die infolge der Oberflächenspannung auf dem Wasser schwimmen, auf die Oberfläche gestreut. Diese Pulver sammeln sich dann, ähnlich wie bei

Kundtschen Staubfiguren in den Knoten an der Oberfläche an und machen so die Riefelungen wesentlich deutlicher. Sie können dann auch projiziert werden.



Abb. 1. Staubfiguren auf einer Wasseroberfläche, unter der stehende Ultraschallwellen verlaufen (Maßstab 1 : 1).

Abb. 1 zeigt die Ausbildung derartiger Staubfiguren auf der Wasseroberfläche, unter der stehende Ultraschallwellen verlaufen. Die Aufnahme zeigt den mit fast vertikaler Strahlfläche in einem Glastrog unter der Wasseroberfläche strahlenden Schallkopf eines normalen Ultraschalltherapiegerätes (Frequenz 1000 kHz, angewandte Schallintensität 0,5 W/cm²). Ihm ist eine Glasplatte im Abstand von einigen Zentimetern gegenübergestellt. Strahlfläche und Reflektor sind, wie Abb. 2 zeigt, zueinander leicht geneigt.

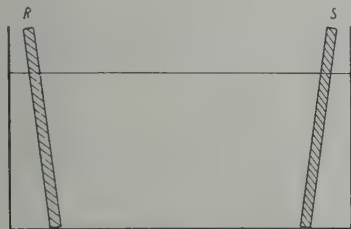


Abb. 2. Versuchsanordnung, R = Reflektor, S = Strahlfläche.

Bei dieser Anordnung treten ohne weiteres die oben erwähnten parallel zu Schallkopf und Glasplatte verlaufenden Riefelungen auf der Oberfläche auf. Streut man vor Einschalten des Ultra-

schallsenders in feiner Verteilung mit einem Sieb Pulver (Gipspulver, magnesia usta, Kaolin oder insbesondere Bolus ruber) auf die Oberfläche des Wassers, so ordnet sich dieses sofort nach Einschaltung des Ultraschalles in Linien an, deren Entfernung der erwähnten halben Spurwellenlänge der stehenden Ultraschallwellen in der Flüssigkeit entspricht. Der Versuch ist auf diese Weise leicht einem weiteren Hörerkreis sichtbar zu machen.

2. Methode

Um die Kavitation und Bläschenbildung im Inneren der Flüssigkeit, die bisher hauptsächlich zu Wellenlängenmessungen verwendet wurde, deutlich zu zeigen, wurde eine von den üblichen Anordnungen abweichende gewählt. Während bei den bekannten Anordnungen von dem direkten und reflektierten Wellenzug durchschallte



Abb. 3. Bläschenanordnung in Wasser bei Reflexion an einer ebenen Glasplatte, oben: Schallkopf, unten: Reflektor (Maßstab 1 : 1).



Abb. 4. Interferenzfigur durch Reflexion an zwei Flächen (Maßstab 1 : 1).

Rohre verwendet wurden, haben wir den Schallkopf, ähnlich wie bei der 1. Methode, direkt in der Flüssigkeit (bei wasserdichtem Schallkopf am einfachsten Wasser) mit fast vertikaler abstrahlender Fläche angebracht, die Strahlrichtung hier jedoch leicht gegen den Boden gesenkt. Zur Reflexion können dann beliebig geneigte ebene Flächen, konkave oder konvexe Zylinderflächen verwendet werden. Die Beleuchtung erfolgt schräg von unten durch die Gefäßwand, so daß nur die an den Bläschen zerstreuten Lichtstrahlen in das Auge des Beobachters kommen, das übrige Gesichtsfeld jedoch dunkel verbleibt. Die Bläschen

bleiben dabei nicht wie bei den bekannten Anordnungen in Ruhe, sondern es lassen sich durch entsprechende Neigung von strahlender und reflektierender Fläche gegeneinander (leichtes Verdrehen der Normalen in der Horizontalebene und ähnlichem) Knotenlinien erzeugen, längs denen die Bläschen entlanglaufen und damit die Spuren der von ihnen zurückgelegten Wege deutlich sichtbar machen.



Abb. 5. Interferenzfigur durch Reflexion an einer konvexen Fläche (Becherglas) (Maßstab 1 : 1).

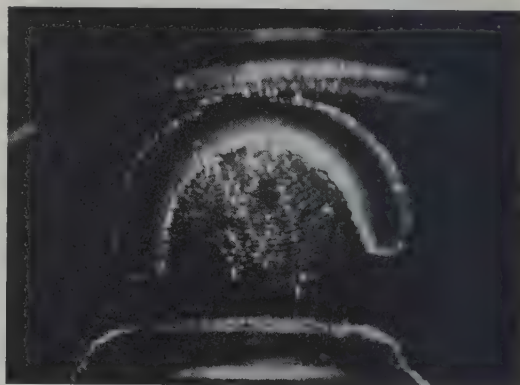


Abb. 6. Interferenzfigur, erhalten durch Reflexion der Schallwellen an einer konkaven Zylinderfläche. Der schwarz heraustretende Punkt ist der Brennpunkt, an dem sich durch besonders starke Schwingung der Flüssigkeitsteilchen keine Gasbläschen ansetzen können (Maßstab 1 : 1).

Die Abb. 3...6 zeigen derartige Interferenzbilder der Ultraschallwellen in Wasser (Frequenz 1000 kHz, Intensität 2 W/cm^2).

(Eingegangen am 17. April 1953.)

Schrifttum

- [1] POHL, R. W., Naturwiss. **38** [1951], 486.
- [2] STEINER, K., Dissertation, Universität Wien 1951.

LETTERS TO THE EDITOR

Bemerkung zu der Abhandlung:

„A. BARONE, Aspects of the concentration of ultrasonic energy“

(ACUSTICA 2 [1952], 221—225)

Von CLAUD KLEESATTEL

Ultrason Argentina S.R.L., Buenos Aires

In der jüngst veröffentlichten, sehr aufschlußreichen Abhandlung von A. BARONE über Reflektorsysteme zur Konzentration von Ultraschallwellen wurde auf Seite 224 eine Kombination besprochen, welche noch eine interessante Modifikation erlaubt, die anschließend beschrieben werden möge.

Es handelt sich um eine Abänderung in dem Sinne, daß jetzt der äußere Reflektor mit gerader Mantellinie ausgeführt wird und dafür die Mantellinie des inneren Reflektors gekrümmt wird, wie es die Abbildung zeigt. Der äußere Reflektor wird dadurch im allgemeinen Fall zu einem gewöhnlichen Konus und im speziellen Fall zu einem gewöhnlichen Zylinder. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Gefäßwand selbst als Reflektor zu verwenden, was mitunter vorteilhaft sein dürfte, vor allem hinsichtlich der Herstellungskosten und des Raumbedarfs des Systems.

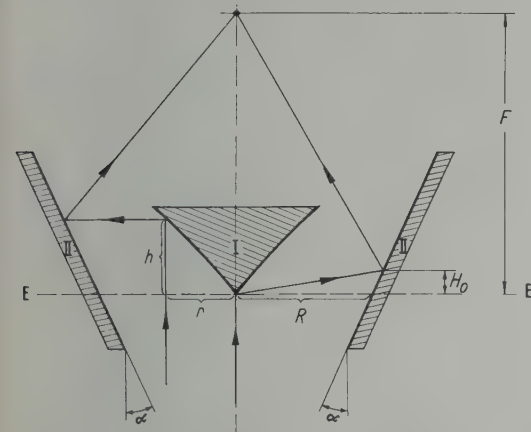


Abb. 1. Anordnung zur Fokussierung von Ultraschall, bestehend aus zwei prismatischen bzw. zwei konischen Reflektoren. Die Mantellinie der reflektierenden Fläche I ist gekrümmt, während die der Fläche II geradlinig ist.

Zur Herstellung des Reflektors I benötigt man die Funktion der Mantellinie $h=f(r)$. Es ergibt sich eine Parabel vom Typ $h=r(c_1-r c_2)$. Die vollständige Formel lautet:

$$h=r[4(R+aF)-r(1+a^2)]/N, \quad (1)$$
$$N=2\left[2aR-F(1-a^2)+\sqrt{[F(1+a^2)+2aR]^2+(2R)^2}\right].$$

Darin bedeuten $a=\operatorname{tg} \alpha$, F die „Brennweite“ und R den Radius des äußeren Reflektors in der Ebene E-E. Der Strahlenweg hat die konstante Länge

$$L=\sqrt{[F(1-a^2)+2aR]^2+(2R)^2}/(1-a^2) \quad (2)$$

und die Einfallshöhe H_0 der an der Kegelspitze ($r=0$) reflektierten Strahlen ist

$$H_0=R[F/(2R+aF)-a]/(1+a^2). \quad (3)$$

Erster Sonderfall $H_0=0$

Damit ergibt sich aus Gl. (3) die Beziehung:

$$F/2R=a/(1-a^2), \quad (4)$$

die, eingesetzt in Gl. (1), folgenden einfachen Ausdruck für h liefert:

$$h=r(1-ra/2F). \quad (5)$$

Zweiter Sonderfall $a=0$

Das heißt II wird zu einem Zylindermantel, und für h ergibt sich:

$$h=r(2D-r)/2\left(\sqrt{F^2+D^2}-F\right). \quad (6)$$

Darin ist D gleich $2R$ gesetzt worden. H_0 wird in diesem Falle gleich $F/2$.

(Eingegangen am 24. April 1953.)

The thermal effect of ultrasonic waves in liquids and its relation to their absorption coefficient

by S. PARTHASARATHY, D. SRINIVASAN and S. S. CHARI

National Physical Laboratory of India, New Delhi

In an earlier note published in "Nature" [1], we observed that the quantity of heat produced in several liquids including anomalously absorbing liquids like carbon disulphide and benzene by passage of ultrasonic waves followed the order of sound absorption. In other words, this would mean that the ratio of heat output to the absorption coefficient would be constant for those liquids. This fact suggested further investigation to find out whether such a ratio is observed in several more liquids.

We followed the same experimental procedure as that described earlier in our papers [2]. The amount of heat h produced per second due to the passage of ultrasonic waves and experimentally determined values of α/f^2 for 6 liquids are given Table I.

Table I

No.	Liquid	Heat in cal/s		
		$\frac{\alpha}{f^2} \times 10^{15}$	$h \times 10^3$	$\frac{h}{\alpha/f^2} \times 10^{-12}$
1	Toluene	1.23	3.741	3.0
2	m-Xylene	0.89	2.847	3.2
3	Pyridine	5.2	15.720	3.0
4	Nitrobenzene	0.99	3.174	3.2
5	Chlorobenzene	0.98	3.130	3.2
6	Iso butyl alcohol	2.49	8.572	3.4
Mean				3.2

It is seen that $h/(\alpha/f^2)$ given in the last column is fairly constant, the mean of several values coming to 3.2: α is the absorption coefficient and f the frequency.

It is also observed that at 5 Mc/s, this ratio is not the same in the so-called anomalously absorbing liquids. Such results are given in Table II.

Table II

No.	Liquid	Heat in cal/°C		
		$\frac{\nu}{f^2} \cdot 10^{15}$	$h \cdot 10^3$	$\frac{h}{\nu f^2} \cdot 10^{12}$
1	Benzene	8.01	9.050	1.95
2	Carbon disulphide	77.00	29.800	0.38

These results would therefore indicate that the ratio $h/(\nu/f^2)$ is constant in the majority of cases at 5 Mc/s where anomalous absorption is known to be absent. This would form a neat and quick method of determining absorption coefficients of ultrasonic waves in liquids.

A fuller paper will be published elsewhere.

(Received 20th October, 1952.)

References

- [1] PARTHASARATHY, S., SRINIVASAN, D. and CHARI, S. S., *Nature* **166** [1950], 828.
- [2] PARTHASARATHY, S., SRINIVASAN, D. and CHARI, S. S., *Z. Phys.* **134** [1953], 397 and others in press.

BOOK REVIEWS

E. G. Richardson, *Technical aspects of sound*; Vol. I. Elsevier Publishing Co., Amsterdam 1953, 544 pages, 294 figs., 15×22.5 cm², 70 sh.

As appears from the Introduction "there remains, however, a lack of a 'Handbook' (at least, in the English language) to cover all the technical aspects of the subject and this hiatus it is the object of the present text to fill, so that both the research worker, industrialist and advanced student shall be able to survey, at a fairly advanced level, the whole of the applications which this rapidly advancing branch of physics has received in the past few decades."

A look at the table of contents reveals that the scope of the book is broad. The text is divided into six divisions written by experts on the various fields. Division 1: acoustic measurements and materials, division 2: acoustics of buildings, division 3: noise, division 4: speech and hearing, division 5: sound reproduction and division 6: analysis and synthesis of sound, design and performance of musical instruments.

Volume II, which will be issued in 1954, will cover ultrasonic sound.

Volume I is a good book of great interest to all working in the field of acoustics. The reviewer will not call this book a "Handbook". The many famous German handbooks, which contain an overwhelming amount of concise information often presented in tabular form, have given the word "Handbook" an entirely special meaning. It might be better to speak of a "Review". This remark may not be taken as an actual criticism of the book. The reviewer only wants to give his contribution in advance of the attitude towards the book likely to be adopted by future readers.

The book is admirably organized under the editorship of Dr. E. G. RICHARDSON. The number of pages assigned to the various divisions is in general balanced in a reasonable manner. The knowledge required by the reader is usually not more than could be expected of an intelligent graduate

student. An exception is chapter 4: behaviour of absorbing materials. This chapter is in this respect disproportionate but an excellent chapter for acousticians who want thorough information about this subject.

"Technical Aspects of Sound" is of special interest to the industrialist and advanced student owing to the general treatment of the subjects presented, and the expert will without doubt appreciate the vast amount of valuable references—719 in all—presented at the end of each chapter.

F. Ingerslev.

E. G. Richardson, *Sound, A physical textbook*; 5th Ed. E. Arnold & Co., London 1953, 352 pages, 121 figs., 25 sh.

This is the fifth edition of a textbook, which was first published more than 25 years ago and which has already been reprinted three times. What could be a better recommendation—and a well earned one at that—than the above. There is, however, a growing danger that it will be more and more difficult to fit in new developments and techniques and especially modern problems and trends of thought. As this book is so excellently compiled and written, this danger is as yet only beginning to show in the last chapter and in the comparatively few references in some chapters to work done after the last war. One has to admire, on the other hand, the way in which the writer has managed to treat so concisely nearly all problems that have intrigued acoustical physicists, the way in which he describes their astute experimental techniques and gives references to the original publications often several centuries old. The book covers the whole field of acoustics and is an excellent introduction for the student and a source of pleasure to the specialist, to whom it reveals a wide view on his own science.

R. Vermeulen.

AKUSTISCHE BEIHEFTE

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift

ACUSTICA

Heft 3

1953

EIN NEUER GROSSER REFLEXIONSFREIER RAUM FÜR SCHALLWELLEN UND KURZE ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN

Von ERWIN MEYER, GÜNTHER KURTZE, HANS SEVERIN und KONRAD TAMM

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird der Aufbau eines kürzlich fertiggestellten Meßraumes mit den lichten Maßen $5,5 \times 10 \times 14 \text{ m}^3$ beschrieben, der oberhalb 70 Hz akustisch und oberhalb 1000 MHz (unterhalb 30 cm Wellenlänge) für elektromagnetische Wellen reflexionsfrei ist, d. h. dessen Wände einen Reflexionsfaktor von weniger als 10 % besitzen.

Für die Auskleidung der Wände wurden Keile von $13 \times 40 \text{ cm}^2$ Grundfläche und 90 cm Länge aus geschichteten Glasfaserplatten der Dichte 150 kg/m^3 verwendet, die zur einfacheren Befestigung in Gruppen zu je drei ($40 \times 40 \text{ cm}^2$ Grundfläche) vereinigt wurden. Die untere Grenzfrequenz der akustischen Wirksamkeit wurde durch einen Hohlraum von 12 cm Tiefe hinter den Keilen, der mit den Luftschlitzen zwischen den Keilen als Resonator wirkt, bis auf 70 Hz heruntergedrückt. Durch Einbringen einer bestimmten Menge Graphitpulver (6,7 Gewichtsprozent) in die Glasfaserkeile werden diese auch für elektromagnetische Wellen absorbierend.

Bei sorgfältiger Fabrikationsvorbereitung erforderte die Auskleidung, zu der 5000 Keilpakete gehörten und die in eigener Regie durchgeführt wurde, nur einige Wochen. Die Eigenschaften der hergestellten Keile wurden für senkrechten Einfall ständig durch Rohrmessungen kontrolliert. Für schrägen Einfall wurden Messungen an einer Probewand ausgeführt. — Durch ein großes „Gehnetz“ ist jede Stelle des Raumes leicht erreichbar.

Nach Fertigstellung des Raumes wurde seine akustische Güte durch Messung der „Nachhallzeit“ (Funkenknall als Schallquelle, Verstärker mit logarithmischer Kennlinie und Oszillograph zur Aufzeichnung) und durch Messung der Abweichungen vom $1/r$ -Ausbreitungsgesetz (Kugelschallquelle und ungerichtetes Mikrophon) bestimmt. Das letzte Verfahren wurde auch für elektromagnetische Wellen angewendet. Die Versuchsergebnisse zeigen, daß der Raum allen in ihn gesetzten Erwartungen entspricht.

Summary

The construction of a large free-space room is described, the inner dimensions of which are $5.5 \times 10 \times 14 \text{ m}^3$, and which is anechoic for acoustic waves above 70 c/s and for electromagnetic waves above 1000 Mc/s (below 30 cm wavelength); here the reflection factor of the walls is below 10 % referred to amplitudes.

The walls are lined with wedges of $13 \times 40 \text{ cm}^2$ in basic cross-section and 90 cm in length. They consist of several layers of glass-fibre boards of the density 150 kg/m^3 . Three wedges form a unit (base $40 \times 40 \text{ cm}^2$) which can easily be suspended on the wall. An air cushion (12 cm thick) behind the wedges together with slots between the wedges acts as an acoustic resonator, which shifts the low cut-off frequency of the absorption to 70 c/s. The glass-wool wedges are made electrically absorbent by sucking in graphite powder (6.7 weight percent). Due to a careful preparation the fabrication of the wedges and the process to line the room with the wedges took only some weeks. The reflection factor for perpendicular sound incidence was permanently controlled during the fabrication by means of a standing wave tube. Reflection measurements for oblique incidence were made with a model wall. A large net made from thin steel cables allows one to walk easily through the whole room.

After the room was finished its acoustic quality was tested by means of reverberation time measurements (spark as a sound source, amplifier with a logarithmic characteristics, and cathode ray oscillograph) and by measuring the deviations of the $1/r$ -law of propagation (spherical sound source and unidirectional microphone). The latter procedure was also used for electromagnetic waves. The results show that the quality of the room is as good as one could hope for.

Sommaire

On décrit la constitution d'une chambre de mesures, qui vient d'être terminée récemment, de dimensions intérieures $5,5 \times 10 \times 14 \text{ m}^3$, dans laquelle il ne se produit pas de réflexions d'ondes acoustiques au dessus de 70 Hz, et pas de réflexions d'ondes électromagnétiques au dessus de

1 000 MHz (au dessous de 30 cm de longueur d'onde), c'est à dire que les parois ont un coefficient de réflexion inférieur à 10%.

On a monté sur les parois de la chambre des dièdres ayant 13×40 cm² de base et 95 cm de longueur; ils sont constitués par plusieurs épaisseurs de planches en fibre de verre (densité: 150 kg/m³), assemblées par groupes de trois planches (surface de base: 40×40 cm²) pour faciliter la fixation.

Derrière les dièdres, une cavité ayant 12 cm de hauteur, qui, jointe aux lames d'air entre les dièdres, joue le rôle de résonateur, abaisse à 70 Hz la fréquence limite inférieure d'efficacité acoustique de la chambre. On a rendu les coins en fibre de verre absorbants pour les ondes électromagnétiques, en les imprégnant d'une certaine quantité de graphite en poudre (6,7% en poids).

Grâce à une préparation étudiée, le revêtement des parois qui a employé 5 000 groupes de dièdres et a été effectué par une entreprise en régie, n'a demandé que quelques semaines. On a contrôlé en permanence, au moyen de mesures faites au tube, les caractéristiques sous incidence normale des dièdres préfabriqués. Dans le cas de l'incidence oblique, les mesures ont été faites sur une paroi expérimentale. Grâce à un grand échafaudage, tous les points de la chambre sont facilement accessibles.

Après achèvement de la chambre, on a déterminé sa qualité acoustique par mesure du temps de réverbération (source sonore: éclatement d'une étincelle; amplificateur à caractéristique logarithmique, et oscillographe d'enregistrement), et par mesure des écarts par rapport à la loi de propagation en $1/r$ (source sonore sphérique et microphone non directif). Les résultats des essais montrent que la chambre satisfait à toutes les prévisions faites.

1. Einleitung

Auf fast allen Teilgebieten der Akustik benötigt man zur Herstellung von ungestörten Schallfeldern Meßräume, deren Begrenzungsflächen von dem auf sie auftreffenden Schall möglichst wenig reflektieren. Für diesen Zweck bekleidete man früher die Wände in parallel zur Wand liegenden Schichten mit Schallschluckstoffen hoher Porosität und geringen Strömungswiderstandes wie Watte. Watte hat aber wegen ihres kleinen Strömungswiderstandes den Nachteil, daß ihre Schichtdicke insbesondere zur Absorption tiefer Frequenzen außerordentlich groß sein muß. Es bedeutete deswegen einen großen Fortschritt, als der eine von uns zusammen mit G. BUCHMANN und A. SCHOCH [1] poröse Materialien höheren Strömungswiderstandes wie Schlacken- und Glaswolle vorschlug und zur Verminderung der Reflexion an der Vorderfläche derartiger Schichten das Prinzip des gleitenden Überganges von Luft in den Schluckstoff einführte. Man verwirklichte diesen Übergang durch geeignete Formung der Schluckstoffkörper (z. B. als Pyramiden oder Keile). Auf dieser Basis wurde in den Jahren 1938—1939 ein großer reflexionsfreier Raum im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg [1] erbaut, der das Vorbild für die heute überall übliche Konstruktion von reflexionsfreien Räumen bildete. Der Berliner Raum, der bereits ausgezeichnete akustische Eigenschaften aufwies, wurde im Jahre 1942 bei einem Luftangriff zerstört. Als sich jetzt nach dem Kriege beim Aufbau des III. Physikalischen Instituts an der Universität Göttingen die Möglichkeit bot, einen neuen großen reflexionsfreien Raum zu erstellen, wurde für ihn eine Reihe von Verbesserungen vorgesehen, über die zunächst berichtet sei.

2. Vorbereitende Untersuchungen

In zwei Punkten wurde die reflexionsvermindernde Auskleidung gegenüber dem bisherigen Stand verbessert, einmal in der Herabsetzung der unteren akustischen Grenzfrequenz bei fast unveränderter Länge der Schluckstoffkörper und zum anderen in der gleichzeitigen Schaffung einer Absorption für kurze elektromagnetische Wellen durch beträchtliche Erhöhung des elektrischen Verlustwinkels des verwendeten Materials. Es ist bekannt, daß Schluckstoffkeile oder -pyramiden eine untere Grenzfrequenz haben, die, bei sonst optimaler Bemessung, durch ihre Länge gegeben ist. Sie beträgt bei etwa 1 m Länge bzw. Schichtdicke und einem Strömungswiderstand von etwa 100 CGS-Einheiten rund 100 Hz. Es liegt nun nahe, in Analogie zu elektrischen Übertragungssystemen, die Wirksamkeit der Schluckstoffkörper an ihrer unteren Grenzfrequenz durch einen Resonanzeffekt zu erhöhen, indem man hinter ihre Grundflächen Resonatoren (Resonanzabsorber) setzt, wie sie für sich allein in mannigfacher Form in der Raumakustik angewandt werden. Da es sich auch aus anderen Gründen als zweckmäßig erweist, die Schluckstoffkörper, z. B. die Keile nicht genau keilförmig bis zu ihrem hinteren Ende zu bauen, sondern den letzten Teil quaderförmig auszubilden, bieten sich von selbst Schlitzresonatoren an, da man die beim Zusammenfügen der Keile entstehenden schmalen Schlitzte als Resonator-„Hälse“ ausnützen kann. Während in einer früheren bereits zur Vorbereitung eines neuen Raumes unternommenen Arbeit (G. KURTZE [2]) noch eine besondere Holzplatte mit Schlitzten für die Resonatoren unmittelbar am Ende der Keile für nötig gehalten wurde, zeigte es sich später, daß die zwar nicht sehr genau definierten, aber doch hinreichend

konstanten schmalen Lufträume zwischen den einzelnen Keilen für sich allein das Massenelement in den Resonatoren bilden können. Man hat nur nötig, die optimale Wirkung dadurch einzustellen, daß man den Hohlraum hinter den Keilen geeignet bemißt. Ein Abstand von 10...12 cm erwies sich bei der von uns benutzten Keilform als günstig.

Auch zu der Wahl des Schluckstoffes ist einiges zu bemerken. Aus praktischen Gründen kommen nur wenige Materialien in Frage: Schlacken- oder Steinwolle, Glaswolle und Holzschliffmassen. Es lag nahe, zu versuchen, die Körper in der gewünschten Form unmittelbar durch Pressen des gewählten Materials herzustellen. Derartige Versuche wurden mit Schlackenwolle ausgeführt, führten jedoch zu keiner befriedigenden Lösung. Die Herstellung von Pyramiden durch Stopfen von Glas- oder Schlackenwolle in eine umhüllende Gazeform, wie sie für den Berliner Raum geschah, erschien wegen des damit verbundenen großen Arbeitsaufwandes nicht mehr zweckmäßig. Wir befaßten uns daher eingehender mit der Verarbeitung von Plattenmaterial, insbesondere von Glasfaserplatten. Hier erwies es sich als notwendig, Glasfaserplatten höherer Dichte als sonst üblich zu entwickeln. Entgegenkommenderweise erklärte sich die Glasfaser Gesellschaft m. b. H., Düsseldorf, bereit, solche Versuche durchzuführen, und in der Glasfaserplatte XV, einer Platte von 150 kg/m^3 , wurde ein brauchbares Ausgangsmaterial gefunden. Diese Platten haben den großen Vorteil, daß sie mechanisch sehr stabil sind, und infolgedessen die daraus hergestellten Schluckstoffkörper keine Versteifung benötigen. Natürlich ist nur die Keilform möglich; aus den 2 cm dicken Platten werden 90 cm lange keilförmige Stücke herausgeschnitten und zu 40 cm starken Paketen gebündelt. Zur Charakterisierung des Materials sei noch angegeben, daß der Strömungswiderstand rund 100 CGS-Einheiten ist und die Schalldämpfung im Inneren des Materials im Frequenzbereich 500...1000 Hz rund 2 dB/cm beträgt.

Wie Versuche zeigten, kann man die Keile auch aus weichen Holzschliffplatten mit einem wesentlich höheren Strömungswiderstand, nämlich rund 1000 CGS-Einheiten, herstellen; bei einer Keillänge von 90 cm und einer Resonatortiefe von 3,5 cm sind bei senkrechter Schallinzidenz die Reflexionseigenschaften dieser Anordnung etwa die gleichen wie bei Glasfaserplatten. Derartige Schluckstoffkörper sind außerordentlich stabil, bei schräger Inzidenz sind sie jedoch schlechter als solche aus Glasfaserplatten.

Abb. 1 zeigt die unter günstigsten Umständen erreichbare Reflexionskurve eines Keilpaketes aus Glasfaserplatten der Dichte $0,15 \text{ g/cm}^3$. Dabei ist, wie in Abb. 1 angegeben, die Keillänge 90 cm, wozu noch 10 cm Hohlraumtiefe des Resonators kommen.

Drei nebeneinanderliegende Keile mit den Grundflächen $13 \times 40 \text{ cm}^2$, die eine Baueinheit bilden, wurden mit den dahinter befindlichen Resonatorhöhlräumen in einem Kundtschen Rohr vor hartem Abschluß gemessen. Aus dem Verlauf der Reflexionszahl, bezogen auf Amplituden, sieht man (Abb. 1), daß die Grenzfrequenz (bei der die Reflexionszahl über 10 % ansteigt) bei etwa 70 Hz liegt. Bei der Fabrikation der Keile wurde übrigens jede 100. Keileinheit zur Kontrolle gemessen¹. Dabei zeigte sich, daß die Grenzfrequenz im allgemeinen bei etwa 80 Hz lag.

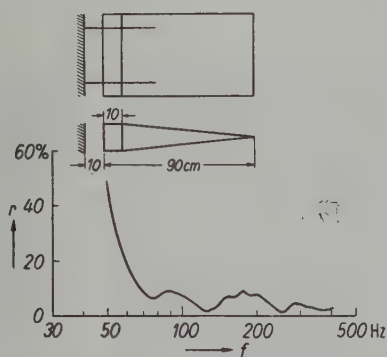


Abb. 1. Reflexionszahl eines Glasfaserkeilpaketes mit anschließendem Schlitzresonator der Hohlraumtiefe 10 cm in Abhängigkeit von der Frequenz.

Die eben erwähnten Resultate sind im Hinblick auf den bisherigen Stand der Auskleidungstechnik für reflexionsfreie Räume bedeutungsvoll. Es gelang bisher nur, eine Grenzfrequenz von 70 Hz mit einer Schichtdicke (Keillänge plus Hohlraum) von 150 cm zu erreichen [3].

Wesentlich ist noch die Frage nach der Reflexion bei schrägem Einfallswinkel. Hier spielt der Strömungswiderstand des Materials eine Rolle. Ist er groß, wie im Fall der Holzschliffplatten, so steigt wegen der Unabhängigkeit der Wandimpedanz vom Einfallswinkel die Reflexion mit wachsendem Einfallswinkel nach dem Kosinusetz an. Aus diesem Grunde scheiden Materialien mit großem Strömungswiderstand aus, also auch die Holzschliffplatten, die außerdem nicht feuersicher sind. Für Stoffe mit geringerem Strömungswiderstand findet dagegen eine gewisse Schallausbreitung quer zur Einfallrichtung statt, so daß auch bei schrägem Einfall eine höhere Absorption auftritt. Zur Untersuchung dieser Vorgänge wurde vor Beginn der Fabrikation eine Wand von $1,6 \times 1,6 \text{ m}^2$ im Freien errichtet, an der für verschiedene Einfallswinkel die

¹ Diese Messungen sowie die zahlreichen Messungen bei der Entwicklung der Keile wurden von den Herren Dipl.-Phys. W. BÖHME und cand.phys. W. WESTPHAL durchgeführt.

Reflexionszahl gemessen wurde. Bei den Glasfaserkeilen zeigte es sich, daß die Reflexion auch bei schrägem Einfall nicht stärker war als bei senkrechter Inzidenz.

Der zweite Punkt, in dem sich der neue reflexionsfreie Raum von seinen Vorgängern unterscheidet, betrifft sein Verhalten gegenüber elektromagnetischen Wellen. Wegen der steigenden Bedeutung von Messungen mit Zentimeter- und Dezimeterwellen bei ungestörter Ausbreitung liegt es nahe, beim Neubau eines großen reflexionsfreien Raumes zu versuchen, die Wände auch für diese Wellen reflexionsfrei zu machen². Die geeignete geometrische Form der Wandbekleidung, die den allmählichen Übergang vom Medium in den Schluckstoff bewirkt, ist bereits für die Schallwellen vorgesehen und für die elektromagnetischen Wellen von gleicher Wirksamkeit. Eine zusätzliche Anforderung betrifft jedoch den elektrischen Verlustwinkel des Materials. Während der akustische Verlustfaktor der Glaswolle, gegeben durch ihren Strömungswiderstand, ausreichend groß ist, ist der elektrische Wert viel zu niedrig; die gesamte auftreffende elektromagnetische Energie wird durch ein normales Keilpaket fast ungeschwächt hindurchgelassen. Um eine Absorption für elektromagnetische Wellen zu erreichen, muß man den Verlustwinkel künstlich erhöhen. Das kann durch ein geeignetes Zusatzmaterial geschehen, das sich außerdem gut auf oder in die porösen Glasfaserplatten bringen läßt und das in großen Mengen preiswert erhältlich ist. Es wurden Versuche mit Metallpulver, z. B. Aluminiumpulver und Eisenpulver, sowie mit Kohle- und Graphitpulver durchgeführt, wobei die Pulver sowohl in das Innere der Keile, d. h. zwischen die einzelnen Glasfaserplatten, als auch auf die Oberfläche der Keile gebracht wurden. Schon die ersten orientierenden Versuche zeigten, daß Graphitpulver bei weitem den größten Verlustfaktor hervorruft, und zwar einen Verlustfaktor, der sich auf den elektrischen Vektor bezieht (komplexe Dielektrizitätskonstante). Die Auswahl der optimalen Graphitsorte (Reinheit, Korngröße) wurde auf Grund genauerer Messungen in einer Hohlrohrmeßleitung bzw. in einer koaxialen Meßleitung oder in einem Hohlraumresonator vorgenommen. Der Verlustwinkel wurde aus der Reflexionszahl von Probestücken oder aus der Erhöhung des Dekrementes des Resonators bei Einbringen einer geringen Menge des Materials bestimmt. Die Messungen erfolgten für die Wellenlängen 3 und

10 cm. Im ganzen wurden etwa 30 verschiedene Graphitsorten durchgemustert³.

Es ist von vornherein klar, daß eine gleichmäßige Verteilung des Graphitpulvers im Innern des Glasfasermaterials besonders günstig ist. Leider ließ sich der Verteilungsprozeß nicht schon in die Fabrikation der Platten einschalten. Da die Keile aber aus 2 cm dicken Glasfaserplatten herausgeschnitten und zusammengesetzt werden, bedeutete es keine wesentliche Komplikation, wenn man das Graphitpulver in die Poren der einzelnen ungeschnittenen Glasfaserplatten einsaugte. Man brauchte dazu die Platte nur einzeln auf einen flachen, oben offenen Kasten zu legen, in dem ein Unterdruck erzeugt wurde, und dann auf ihrer Oberfläche mit Graphitpulver zu bestreuen, so daß dieses eingesaugt wurde. Die Eindringtiefe des Kohlepulvers betrug etwa $0,5 \cdots 1$ cm, d. h. ungefähr ein Viertel bis die Hälfte der Plattendicke (2 cm), so daß man von einer einigermaßen gleichmäßigen Verteilung des Graphitpulvers innerhalb der Keile sprechen darf. Da offenbar auf Grund ihrer Struktur nicht alle Graphitsorten sich mit der gleichen Schnelligkeit einsaugen ließen, bzw. sich z. T. überhaupt nicht einsaugen ließen, wurde aus den untersuchten Sorten diejenige ausgewählt, die bei möglichst großem Verlustfaktor eine hohe Einsauggeschwindigkeit hatte, was für die Fabrikation ausschlaggebend war. Jede der 2 m^2 großen Platten wurde mit etwa 400 g Graphitpulver versehen; das entspricht einem Zusatz von 6,7 Gewichtsprozent bzw. 1 Volumenprozent. Derartige graphitimprägnierte Keilgruppen wurden im Anschluß an die Reflexionsversuche für senkrechten und schrägen Schalleinfall an der oben erwähnten Versuchswand von $1,6 \times 1,6 \text{ m}^2$ auch elektrisch durchgemessen und zwar für die Wellenlängen 3, 10 und 20 cm. Die Reflexionszahlen lagen dabei zwischen $10 \cdots 15\%$, wiederum auf die auftreffende Amplitude bezogen. Der rückwärtige Abschluß der Versuchsanordnung war in diesem Fall eine Metallplatte, was ungünstigere Ergebnisse liefert als die Mauerwand bei der späteren praktischen Anwendung. Auch eine geringe Abhängigkeit der Reflexionszahl von der Lage der Polarisationsrichtung der auftreffenden Welle zu der Richtung der Keilschneiden wurde gefunden. Man erhält die kleinsten Reflexionswerte, wenn der elektrische Vektor parallel zu den Plattenflächen, d. h. also senkrecht zu den Keilschneiden liegt. Da die Keilpakete auch aus akustischen Gründen, um eine Vorzugsrichtung zu vermeiden, mit ihren Schneiden paarweise gekreuzt im Raume angebracht werden, wird im Endeffekt über den erwähnten Polarisationsinfluß gemittelt.

² Die Idee, akustische und elektrische Reflexionsfreiheit in einem einzigen Raum miteinander zu verbinden, wurde wohl zum ersten Male in den Laboratorien der Forschungs- und Versuchsanstalt der PTT. in Bern in Gesprächen der Herren Prof. W. FURRER, Bern, und Dr. H. SEVERIN, III. Physikalisches Institut, Universität Göttingen, erörtert.

³ Diese Messungen haben die Herren Dipl.-Phys. H. HAESKE, Dipl.-Phys. L. BOHN, cand. phys. H. J. SCHMITT und cand. phys. H. SAUER durchgeführt.

3. Bau und Auskleidung des Raumes⁴

a) Bauliche Maßnahmen

Für den Bau des Raumes stand ein trapezförmiges Grundstück von $17,50 \times 11,30$ bis $13,60 \text{ m}^2$ zur Verfügung, das sich an eine große Versuchshalle des Institutes anschließt. Durch die hinreichend starke Außenwand der Versuchshalle war eine Wand des Raumes bereits gegeben. Die zur Verfügung stehende Höhe ergab sich aus der Höhe der Versuchshalle, die aus architektonischen Gründen nicht überschritten werden durfte, und aus der durch den Grundwasserspiegel gegebenen maximalen Ausschachttiefe von 2,20 m. Es resultierte eine lichte Höhe des leeren Raumes von 7,20 m, die im Hinblick auf die übrigen Maße etwas kleiner ist als wünschenswert gewesen wäre.



Abb. 2.
Fundamentierung des Raumes.



Abb. 3. Unterteilung der Wand- und Deckenflächen zur Bildung der Resonatoren.

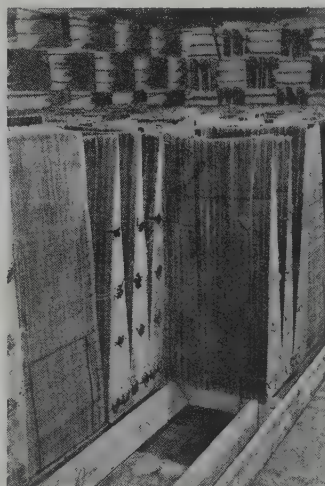


Abb. 4.
Aufstellung der Glasfaserkeile auf der Bodenfläche.

Die zur Auskleidung verwendeten Keilpakete (drei Keile nebeneinander) von 90 cm Länge und einer Querschnittsfläche von $40 \times 40 \text{ cm}^2$ mußten, wie schon ausgeführt, zur Bildung des Resonatorhohlraumes in einem Abstand von 12 cm von der Wand montiert werden. Dazu wurden schon beim Bau entsprechende Vorkehrungen getroffen. Bauseitig war ferner zu berücksichtigen, daß zum Begehen des Raumes in 2 m Höhe über dem Boden ein Drahtnetz gespannt werden sollte, das auf die Wand eine Zugkraft von maximal 10 to/m ausübt. Das Fundament wurde daher in Form eines Eisenbeton-Winkelrahmens in 0,5 m Stärke und 2,50 m Schenkellänge ausgeführt (s. Abb. 2). Die darauf aufgesetzte Ziegelwand hat durch die Auskleidung eine Last von ca. 75 kg/m^2 in 40 cm Abstand zu tragen und ist in 0,5 m Stärke ausgeführt. Zur Montage der Auskleidung in 12 cm Abstand wurden die Wände mit

vorspringenden senkrechten Rippen (d.h. Pfeilern) aus Hohlsteinen von $12 \times 12 \text{ cm}^2$ Grundfläche und einem Mittenabstand von 40 cm versehen. Die Pfeiler tragen zur Befestigung der Keile horizontale Winkelschienen ($20 \times 20 \times 3 \text{ mm}$) in 40 cm Abstand übereinander (s. Abb. 3), die auf eingemauerte Steinanker aufgeschweißt sind. Dabei zeigte sich, daß der Querschnitt von $40 \times 40 \text{ cm}^2$, der ursprünglich nach den Maßen des für die akustischen Messungen benutzten Kundtschen Rohres gewählt worden war und der Keilpakete ergibt, die sich gerade noch gut handhaben lassen, auch baulich vorteilhaft ist; Pfeiler und Fugen (für die Befestigung der Steinanker) in 40 cm Abstand lassen sich in der üblichen Ziegelsteinbauweise bequem ausführen.

An der durch sechs Dachbinder getragenen Holzbalkendecke des Raumes, belegt mit 2 cm starken Fußboden-

brettern, wurden die Rippen zur Keilmontage in Holz ausgeführt. Quer zu den Bindern wurden $12 \times 12 \text{ cm}^2$ Holzbalken in 40 cm Abstand untergezogen, die statt der Winkelschienen, die an den Wänden verwendet wurden, mit Krampen befestigte Flacheisenbänder ($15 \times 1 \text{ mm}^2$) zur Aufhängung der Keile tragen (s. Abb. 3).

Am einfachsten gestaltet sich die Auskleidung des Fußbodens, wo die Keile auf eine 12 cm hohe Bretterkonstruktion aufgesetzt wurden (Abb. 4).

Zur Montage des Netzes dient eine Winkelschiene von 10 cm Schenkellänge, die mit 30 mm dicken Steinankern alle 40 cm im Beton verankert ist.

Für die Aufhängung von Meßobjekten und -geräten, die im Raum benutzt werden sollen, wurden bauseitig vorgesehen: 15 Durchführungen für Seile und Kabel in der Decke in Gestalt von Eisenrohren, die bis zu den Keilschneiden in den Raum hineinragen und die zur drehbaren Aufhängung von Objekten zum Teil mit Lagerschalen versehen sind, sowie vier feste Ösen in den Raumecken in Höhe des Netzes, die ein Verspannen der Objekte ermöglichen sollen. Die Rohre in der Decke sind auf dem Dachboden gut zugänglich. Ferner wurden in die Wand zur Versuchshalle vier ebenfalls bis zu den Keilspitzen reichende Rohre zur Durchführung von Kabeln eingelassen.

⁴ Das Staatliche Hochbauamt Göttingen (Oberbaurat RATH) machte den Bauentwurf und führte die Aufsicht über alle Bauarbeiten. Sämtliche Arbeiten zur Auskleidung des Raumes wurden dagegen in eigener Regie (Leitung: G. KURTZE und K. TAMM) durchgeführt. Dabei half Herr Dipl.-Phys. H. G. DIESTEL; die Firma W. GENEST, Stuttgart, stellte zwei Monteure zur Verfügung.

b) Konstruktion der Keilpakete und ihre Aufhängung

Die Keilpakete bestehen, wie schon erwähnt, aus Schichten von 2 cm starken Glasfaserplatten, zwischen die zur Versteifung und Aufhängung an zwei Stellen 4 mm Hartfaserplatten, die von der Basis bis etwa zur Mitte reichen, gelegt sind. Da benachbarte Keilpakete mit den Schneiden senkrecht zueinander montiert wurden, waren in bezug auf die Aufhängung zwei verschiedene Typen von Keilpaketen erforderlich.

Die Keilpakete, deren Schneiden vertikal stehen, tragen gemäß Abb. 5a zwei dünne Winkelschienen (10 mm \times 10 mm \times 1 mm), die durch dreieckig ausgestanzte Löcher in den überstehenden Enden der Hartfaserplatten gesteckt sind, und die nach oben etwa 2 cm überstehen. Die Hartfaserplatten ragen bei diesen Keilen so weit über die Grundfläche heraus, daß sie den Raum zwischen den Rippen der Wand fast vollkommen ausfüllen und so eine waagerechte Unterteilung der Resonatorhöhlräume bewirken.

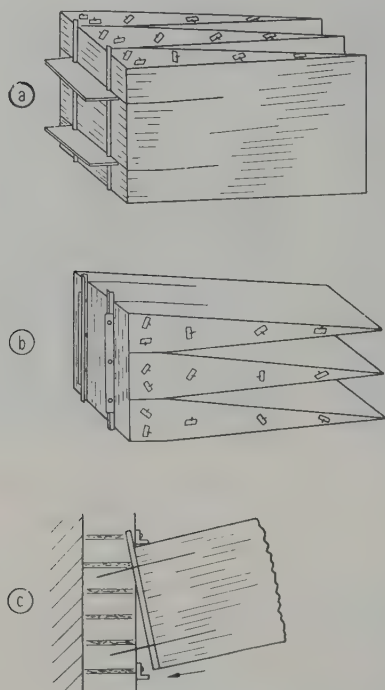


Abb. 5a—c. Konstruktion und Aufhängung der Keilpakete an der Wandfläche (schematisch).

Bei den Keilpaketen mit horizontalen Schneiden stehen die Hartfaserplatten nur wenig über und tragen je eine aufgenietete Winkelschiene (Abb. 5b), die wiederum nach oben 2 cm übersteht.

Die Keilpakete werden durch Einhängen in der auf Abb. 5c wiedergegebenen einfachen Weise an der Wand befestigt. Die Winkelschienen werden hinter die obere Schiene an der Wand geschoben und auf die untere aufgesetzt. Die Montage kann dabei sowohl von unten nach oben als auch von oben nach unten erfolgen, weil die Schräge der Keile das Kippen beim Einsetzen auch dann ermöglicht, wenn das darüberliegende Feld bereits besetzt ist.

Die Decken-Keilpakete unterscheiden sich von den Wand-Keilpaketen nur dadurch, daß hier die Winkelschienen an beiden Enden überstehen und daß bei den beiden verschie-

den Pakettypen die Winkelschienen verschiedenen Abstand haben. Zur Aufhängung (s. Abb. 6a) werden die Winkelschienen zunächst links etwas zu weit über das Eisenband geschoben, dann wird das Keilpaket in die senkrechte Lage gebracht und an das bereits hängende herangeschoben, so daß die Winkelschienen nun auch über das rechte Tragband greifen. Wegen des verschiedenen Abstandes der Schienen der beiden Keiltypen sieht die Aufhängung dann von oben aus wie in Abb. 6b gezeigt. Zur Sicherung wurde jeweils das eine Ende der Winkelschienen mit einer Drahtschleife an dem tragenden Eisenband befestigt.

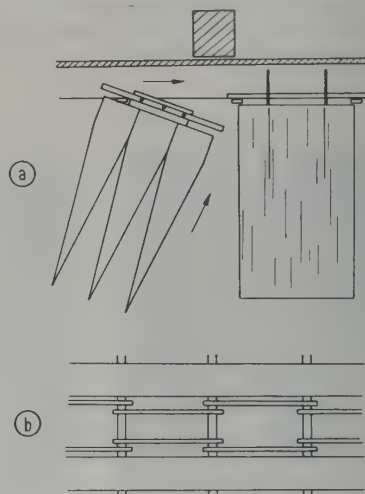


Abb. 6a—b. Seitenansicht und Aufsicht für die Anbringung der Deckenkeilpakete (schematisch).

Zur Montage wurde ein 6 m hohes fahrbares Malergerüst benutzt, auf das die Keile unmittelbar nach Fertigstellung vom Eingang her mit einer Seilbahn heraufgezogen wurden (Abb. 7). Montiert wurde zunächst an der Decke und dann unter entsprechendem Abbau des Gerüsts schrittweise (jeweils drei Reihen) ringsherum an den Wänden bis etwa 1 m über Netzhöhe. Nach der Montage des Netzes wurde dann von diesem und vom Boden aus der Rest der Keile aufgehängt bzw. aufgestellt (Abb. 8).

Bei der Aufstellung der Bodenkeilpakete kamen die Winkelschienen in Fortfall; die Keile wurden einfach auf das in Abb. 4 gezeigte Holzgerüst aufgesetzt.



Abb. 7. Montagegerüst.

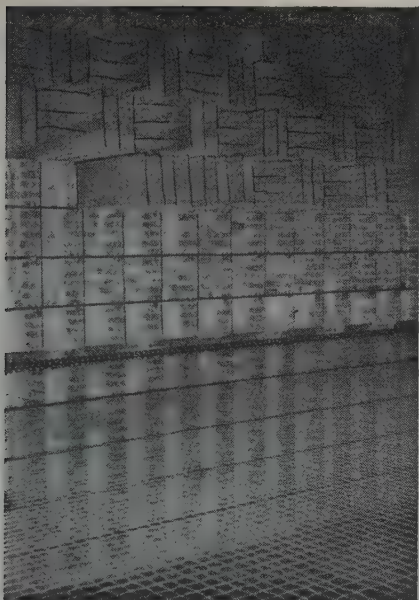


Abb. 8. Montage der Wandkeile in der Nähe des Netzes.

c) Montage des Drahtnetzes

Das zum Begehen des Raumes dienende Drahtnetz wurde in der Höhe des Fußbodens der anschließenden Halle 2 m über dem Fußboden montiert. Dadurch kann der Raum ohne Stufe betreten werden, und eine auf dem Netz stehende Person befindet sich mit dem Kopf etwa in der Mittelebene des Raumes. Das Netz hat 5 cm Maschenweite und besteht aus 3 mm dicken Drahtlitzen ($19 \times 0,6 \text{ mm } \varnothing$) mit einer rechnerischen Bruchlast von 1000 kg. Die Querseile beginnen etwa 1,50 m von den Wänden entfernt, so daß ein schmaler Streifen unmittelbar vor der 1 m tiefen Auskleidung nicht betreten werden kann. An der Tür wurde der Randstreifen durch einen geschweißten Eisenrahmen überbrückt, der drehbar gelagert ist und an dem die zugehörigen Litzen enden, so daß er vom Netz waagrecht gehalten wird. In diesen Eisenrahmen sind Metallroste eingelegt, so daß der Raum unter dem Netz nach dem Herausnehmen dieser

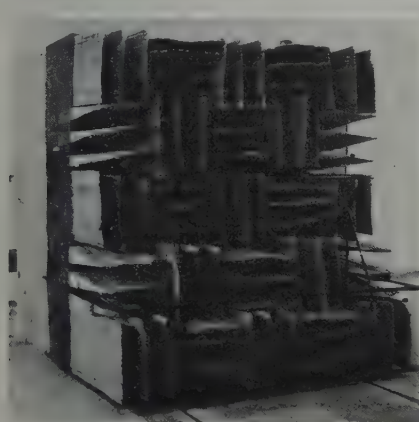


Abb. 9. Fahrbare Tür.

Roste von hier aus zugänglich ist. Die Seile wurden von der Herstellerfirma fertig abgelängt und mit Kauschen ausreichender Zugfestigkeit versehen geliefert, an Ort und Stelle verflochten und in die Bohrungen der zur Halterung des Netzes vorgesehenen Winkelschienen eingehängt. Jedes einzelne Seil wurde mittels eines Spannschlusses auf etwa 200 kg Zuglast vorgespannt. Das Netz ist ohne Schwierigkeiten begehbar und senkt sich unter dem Gewicht einer Person in Raummitte nur um etwa $2 \cdot \cdot \cdot 3 \text{ cm}$.

d) Türkonstruktion

Die Tür (Abb. 9) in Größe von $2 \times 2 \text{ m}^2$ befindet sich in der Mitte einer Längsseite des Raumes. Sie besteht aus einer auf vier Rädern fahrbaren Nachbildung der Wand mit den Rippen zur Keilmontage (Holzkonstruktion). Der Hohlraum in der „Wand“ ist — um das Übergewicht der Keile auszugleichen — zum Teil mit Ziegelsteinen und im übrigen mit loser Glaswolle ausgefüllt.

e) Lüftung, Heizung

Der Entlüftung dienen zwei Luftschächte in der Decke, die sich, von dem Resonatorhohlraum über den Keilen ausgehend, bis etwa 1 m über das Dach erheben. Ventilatoren können nach Bedarf eingebaut werden, erwiesen sich bisher jedoch nicht als erforderlich. Von einer Heizung wurde abgesehen, da sich nach den Erfahrungen des Berliner Raumes wegen der guten Wärmeisolation der Auskleidung eine annähernd konstante Temperatur von etwa 15°C einstellt. Die dem Raum vorgelagerte Versuchshalle ist gut heizbar.

f) Herstellung der Keilpakete

Um die Erstellungskosten für den Raum in erträglichen Grenzen zu halten, wurde die Herstellung der Keile in eigener Regie durchgeführt. Schwierigkeiten bereitete dabei zunächst die Einbringung des für die Absorption elektrischer Wellen erforderlichen Graphits in die als Rohmaterial für die Keilherstellung dienenden Glasfaserplatten. Nach längerem Probieren erwies sich, wie schon erwähnt, das Einsaugen des Graphits als die geeignetste Methode, sofern eine entsprechende Graphitsorte verwendet wurde. Für die Auswahl des Graphits waren also nicht allein dessen elektrische Eigenschaften, sondern vielmehr auch seine leichte Einsaugbarkeit (kleine Korngröße, nicht klebend) maßgebend. Bei der Suche nach einem geeigneten Kompromiß stellte sich dann leider auch heraus, daß der Preis mit der Brauchbarkeit anstieg, so daß bei einem Bedarf von 3,5 to ein weiterer Kompromiß geschlossen werden mußte.

Die vielen Vorversuche, in denen in erster Linie das Material und die Form der Keile festgelegt wurden, hatten auch bereits einen gewissen Standardaufbau der Keile ergeben, von dem dann nur noch wenig abgewichen wurde. Die Form der Keile und die Art ihrer Aufhängung sind oben bereits in großen Zügen erwähnt worden. Drei Keile, geschichtet aus 2 cm starken Glasfaserplatten, bilden eine Einheit. Sie werden zusammengehalten durch zwei eingelegte Hartfaserplatten, die vor dem Einlegen in flüssigen Asphaltkleber getaucht wurden und fest mit den Platten verkleben. Jeder einzelne Keil ist an fünf Stellen mit Bindegarn zusammengeheftet. Drei dieser Heftfäden gehen dabei durch die in der hinteren Hälfte des Keils liegende Hartfaserplatte hindurch, während die restlichen zwei Fäden die freitragenden Spitzen zusammenhalten. Die Reibung der Glasfaserplatten aufeinander ist so groß, daß schon bei dem geringen, durch die Heftung ausgeübten Druck ein Verschieben der Schichten gegeneinander ausgeschlossen ist. Beim Aufhängen der Keile an den Hartfaserplatten tritt daher keine nennens-

werte zusätzliche Belastung der Heftfäden auf. Die Festigkeit der so hergestellten Keilpakete einschließlich der oben erwähnten Aufhängung mittels an den Hartfaserplatten befestigter Winkelschienen ist so groß, daß man noch in der Mitte, also in 45 cm Wandabstand, auf einem solchen an der Wand aufgehängten Keilpaket stehen kann, ohne es zu zerstören.

Interessant ist noch die Menge des verwendeten Materials. Zur Auskleidung des $16,50 \times (10,30 \text{ bis } 12,60) \times 7,20 \text{ m}^3$ großen Raumes wurden benötigt:

17 000 $\text{m}^3 = 9$ Waggons Glasfaserplatten von 2 cm Dicke, 3,5 to Graphit, 0,6 to Asphalt-Kleber, 1500 m^2 Hartfaserplatten, 4 mm stark, 50 km Bindegarn, 3 km Winkeleisen $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$,

und für das Drahtnetz:

6 km Drahtlitze $19 \times 0,6 \text{ mm}$, 3 mm \varnothing , 500 Spannschlösser, 1500 Kettenglieder.

Bei 1 m Schichtdicke nimmt die Auskleidung etwa die Hälfte des Raumvolumens ein. Die Innenmaße des fertigen Raumes sind: $14,45 \times (8,25 \text{ bis } 10,55) \times 5,15 \text{ m}^3$.

Einige Arbeiten, die sich schlecht in den Herstellungsprozeß der Keileinheiten einschalten ließen, wurden vorweg bzw. nebenher vorgenommen. Dazu gehörten:

1. Das Zuschneiden der Hartfaserplatten. Gebraucht wurden zwei Typen, von denen die eine mit Nietlöchern, die andere mit Dreikantlöchern zur Anbringung der Winkelschienen versehen werden mußte, die gestanzt wurden.

2. Das Zuschneiden der Winkelschienen, die dann im Falle der Keiltype mit horizontalen Schneiden gleich an die Hartfaserplatten angenietet wurden.

3. Das Zuschneiden der Knebel zur Befestigung der Heftfäden. Hierzu wurden Plättchen aus Hartfaserabfällen verwendet (ca. $2 \times 4 \text{ cm}^2$), in die in der Mitte ein 8-mm-Loch gestanzt wurde; Bedarf etwa 130 000 Stück.

4. Das Ablängen und Vorbereiten der Heftfäden (Bindegarn), die gleich mit einem Knebel versehen wurden.

Der eigentliche Herstellungsprozeß wickelte sich dann in folgender Weise ab:

Die $2 \times 1 \text{ m}^2$ großen, 2 cm starken Glasfaserplatten wurden auf einen ebenso großen, nach oben offenen Holzkasten aufgelegt, der mit einem 4-PS-Exhaustor (Ansaugöffnung 25 cm \varnothing) verbunden war. Mittels eines 1 m breiten Siebes, das mit zahnradähnlichen Rädern (Rüttelbewegungen) auf seitlich am Kasten angebrachten Schienen lief, wurde die mit einem Meßbecher abgemessene Menge von 400 g Graphit gleichmäßig über die Platte verteilt. Bei eingeschaltetem Exhaustor verschwindet der Graphit dann zum größten Teil sofort in der Platte und dringt etwa $0,5 \cdot 1 \text{ cm}$ tief ein. Der Rest wurde mit einem Besen in die Platte „hineingekehrt“. Nach diesem Prozeß, der pro Platte etwa 1 min in Anspruch nahm, sitzt der Graphit fest in der Platte, so daß auch durch Schütteln und Stoßen praktisch nichts mehr herausfällt.

Nach Fertigstellung eines Stapels von 20 Platten (40 cm hoch) wurden auf die oberste Platte die Schnittlinien für die Keile sowie die Punkte für die Heftungen mit Hilfe einer Schablone mit Schlämmkreide aufgezeichnet. In jeden der Keile wurden nun (vor dem Schneiden) zwei oben mit einem Teller versehene Spieße gesteckt, die zunächst das ganze Paket und später die einzelnen Keile zusammenhielten. Das Paket wurde dann entlang der Schnittlinien auf einer Bandsäge mit einem normalen geschränkten Sägeblatt zerschnitten (Abb. 10). Aus einem Stapel wurden 30 Keile für 10 Keilpakete geschnitten. Der entstehende Abfall von nur zwei halben Keilen war der etwas unterschiedlichen Größe der Platten wegen nicht zu vermeiden und wurde später restlos zum Ausfüllen der Kanten und Ecken des reflexionsfreien Raumes verwendet.

Je drei der geschnittenen Keile kamen in ein „Nähgestell“, in dem sie in vertikaler Richtung fest zusammengedrückt wurden. Hier wurden zunächst die Spieße herausgezogen und die vorbereiteten, in flüssigen Asphalt getauchten Hartfaserplatten eingelegt. Der Asphalt wurde, um Rauch zu vermeiden, mit einem regelbaren Tauchsieder gerade flüssig gehalten. Mit einer zur Gewichtsentlastung mit Rolle und Gegengewicht an der Decke aufgehängten elektrischen Handbohrmaschine wurden dann an den mit der Schablone bezeichneten Stellen Löcher gebohrt, die im hinteren Teil des Keilpaketes durch die Hartfaserplatten hindurchgehen. Dazu wurden ca. 50 cm lange Bohrer aus 6 mm Rundstahl verwendet, die vorn breit geschmiedet und keilförmig angeschliffen waren. Sie hatten an der Spitze zum



Abb. 10. Schneiden der Keilpakete auf der Bandsäge.

Durchziehen der Heftfäden ein Öhr. Beim Bohren wurde auf die Bohrstelle zunächst ein Knebel gelegt und durch dessen Stanzloch der Bohrer eingeführt. In die unten aus dem Keil heraustretende Bohrspitze wurde dann der vorbereitete Heftfaden eingefädelt, der am anderen Ende einen Knebel trug, so daß beim Herausziehen des Bohrers bereits der Heftfaden eingezogen und durch den oberen Knebel hindurchgeführt wurde. Der Faden wurde dann einmal um den oberen Knebel herumgeschlungen und bei gleichzeitigem Druck auf die Glasfaserplatten festgezogen. Das Bohren erschien wegen der langen Bohrlöcher insbesondere an den schmalen Keilschneiden zunächst schwierig, jedoch gewöhnten sich die Arbeitskräfte (ungelernte Arbeiter) sehr schnell ein, so daß schon nach wenigen Tagen das Verlaufen eines Bohrloches eine Seltenheit war. Dieser Arbeitsgang nahm wegen seiner Kompliziertheit (15 Heftungen pro Einheit) die meiste Zeit in Anspruch und wurde daher an zwei Nähgestellen parallel ausgeführt. Die von zwei Arbeitern zum Zusammenbau einer Keileinheit benötigte Zeit belief sich auf etwa 10 min.

Zum Schluß wurden dann die Löcher der oberen Knebel mit Asphalt vergossen, um ein Loslösen der Heftfäden zu vermeiden (Abb. 11), die Enden der Fäden abgeschnitten und die Winkelschienen bei der einen Keiltype eingesetzt.

Alle Arbeitsgänge mußten Hand in Hand gehen, da weder für das Ausgangsmaterial, das in Raten geliefert wurde (je 35 m³ Glasfaserplatten), noch für halbfertige oder fertige Keile eine größere Lagermöglichkeit bestand. Die fertigen Keile wurden sofort montiert. Da die gesamte Herstellung der Keile in der dem reflexionsfreien Raum vorgelagerten Versuchshalle durchgeführt werden konnte, waren keinerlei Transporte notwendig, und die Keile konnten ohne zusätzlichen Aufwand an Arbeitskräften, sowie sie fertig wurden, auf das Montagegerüst befördert werden.

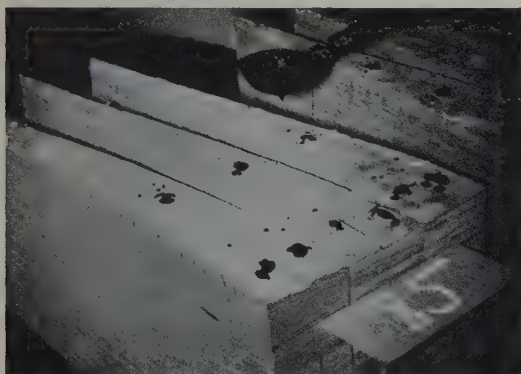


Abb. 11. Letzter Arbeitsgang in einem Keilpaket.

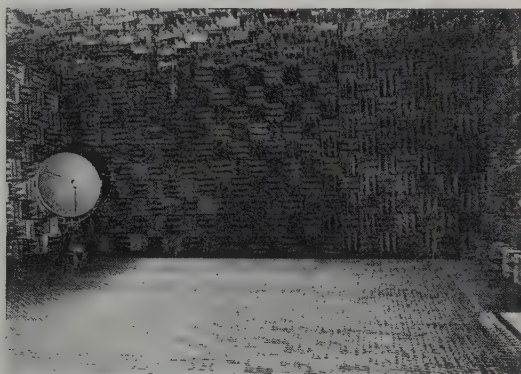


Abb. 12. Stirnwand des fertigen Raumes.

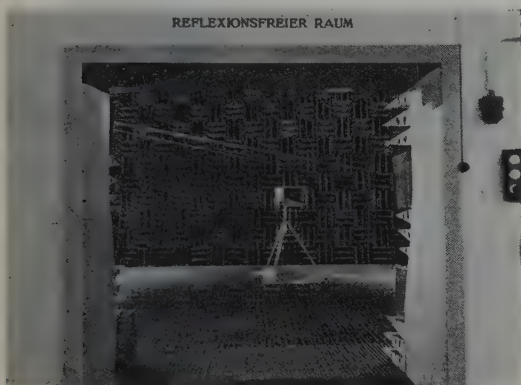


Abb. 13. Blick von außen durch die offene Tür.

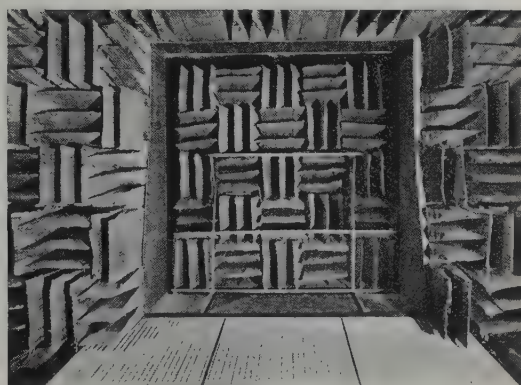


Abb. 14. Türansicht von innen.

Die Herstellung der Keile und die Auskleidung des Raumes wurden durchgeführt mit zwei gelernten und zehn ungelernten Arbeitskräften (davon vier Frauen) sowie durchschnittlich etwa zwei Mechanikern für einen Teil der Vorarbeiten, Montage des Netzes und Überwachung der Maschinen, und nahm etwa zwei Monate in Anspruch. Eingebaut wurden insgesamt etwa 4500 Keileinheiten.

Zum Schluß dieses Abschnittes seien noch drei Photographien des fertigen Raumes wiedergegeben (Abb. 12, 13 und 14).

4. Prüfung des Raumes

Zunächst wurde, wie üblich, die akustische Wirkung der Wandauskleidung dadurch pauschal geprüft, daß die Abweichungen des Schallfeldes einer Kugelschallquelle von dem 1/*r*-Gesetz mit Hilfe

war ein kleines elektrodynamisches und praktisch ungerichtetes Mikrophon, das auf einer Seilbahn gradlinig durch den Raum bewegt werden konnte⁵. Bei diesen Untersuchungen erwies es sich als sehr günstig, daß man über das Drahtnetz an alle Punkte des Raumes leicht herankommen und daher auch die Meßbahn ganz beliebig, z. B. flächendiagonal parallel zur Grundfläche oder raumdiagonal wählen kann. Der Frequenzbereich erstreckte sich von 50...13000 Hz. Abb. 15 zeigt einige Meßbeispiele für die Frequenzen 60, 70, 100, 200, 500, 1600,

⁵ Die akustischen Messungen hat Herr Dipl.-Phys. H. G. DIESTEL durchgeführt.

3200, 4800 und 13000 Hz. Es sind Originalregistrierungen, erhalten mit dem Pegelschreiber von Brüel & Kjær.

Zur Auswertung wurden die Messungen in mehrere Gruppen zusammengefaßt, und zwar für die Abstände 1...4 m, 4...8 m und 8...12 m von der Schallquelle. Die erhaltenen Resultate für raumdiagonale Aufnahmen stellt Abb. 16 zusammen; die Kurven verbinden die Punkte der bei den zahlreichen Messungen erhaltenen größten Schwankungen. Für die erste Entfernunggruppe übersteigen selbst bei

tiefen Frequenzen die Schwankungen im Schallpegel praktisch nicht den Wert von 1 dB; auch für die zweite Entfernunggruppe und die tiefen Frequenzen hat man nur mit Schwankungen kleiner als 2 dB zu rechnen. Für die mittleren und hohen Frequenzen ist der Raum dem wirklich freien Raum sozusagen beliebig ähnlich. Ein Einfluß des Drahtnetzes durch Streustrahlung oder durch etwaiges Nachklingen bei seinen Eigenfrequenzen konnte in keinem Fall beobachtet werden. Die Versuche wurden absichtlich mit einem ungerichteten Sender

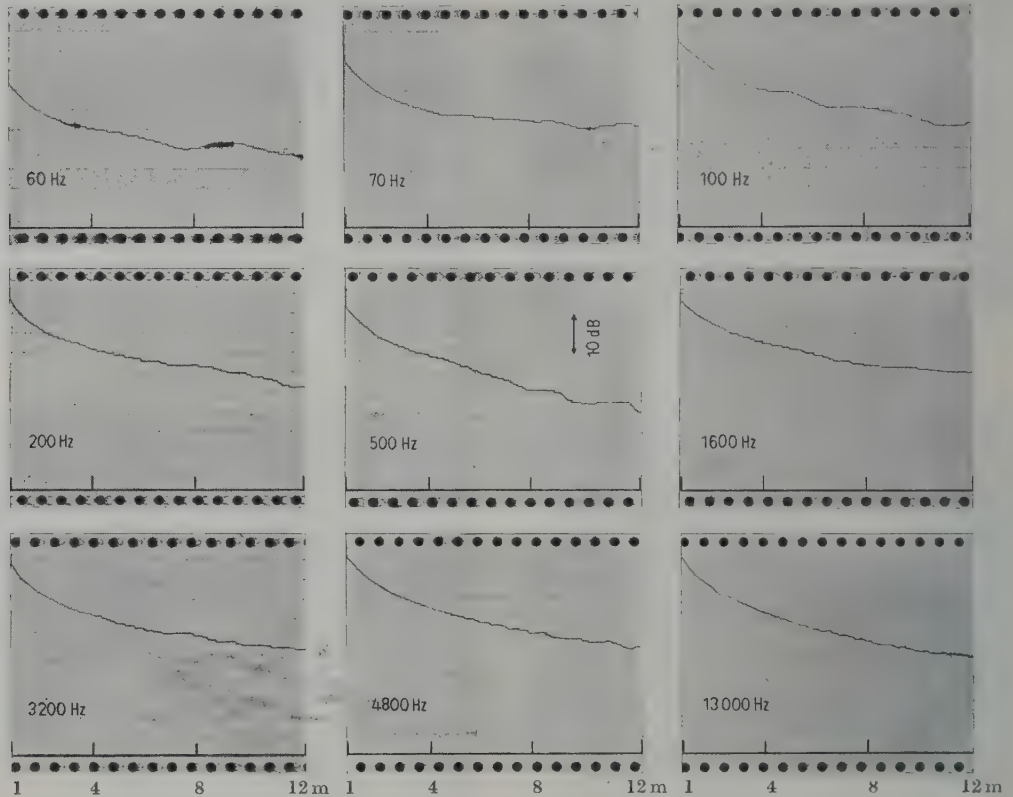


Abb. 15. Pegelschreiberdiagramme für den Schalldruck als Funktion der Entfernung von einer Kugelschallquelle bei den Frequenzen 60, 70, 100, 200, 500, 1600, 3200, 4800 und 13000 Hz.

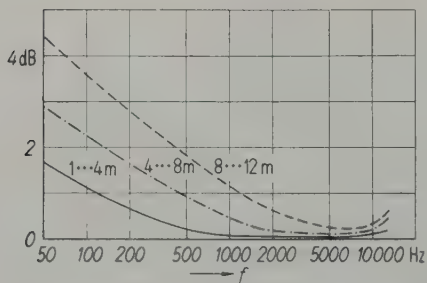


Abb. 16. Maximale Abweichungen vom $1/r$ -Ausbreitungsgesetz einer Kugelschallquelle für die Entfernungsguppen 1...4 m, 4...8 m und 8...12 m in Abhängigkeit von der Frequenz.

und einem ungerichteten Empfänger ausgeführt. Bei jeder wirklichen Benutzung des Raumes wird man immer der Schallquelle oder dem Meßmikrophon je nach der Aufgabe eine möglichst hohe Richtwirkung geben und damit indirekt den Raum weiter verbessern.

Noch eine zweite akustische Prüfmethode wurde angewendet, es wurde nämlich versucht, die „Nachhallzeit“ des Raumes zu messen⁶. Die üblichen Meßgeräte versagen hierbei allerdings. Als erstes braucht man eine Schallquelle, die selbst nicht „nachklingt“, also z. B. eine Funkenentladung.

⁶ Diese Versuche hat Herr Dr. R. THIELE ausgeführt.

Dazu wurde ein Kondensator von $8\text{ }\mu\text{F}$ auf 8 kV aufgeladen und durch Nähern der Kugelelektroden der Funkenstrecke mittels eines Relais entladen. Weiterhin sind die üblichen Pegelschreiber wegen ihrer relativ langen Einstellzeit ungeeignet. Brauchbar ist nur ein momentan wirkender logarithmischer Verstärker⁷ [4], bei dem der Momentanwert der Ausgangsspannung dem Logarithmus des Momentanwertes der Eingangsspannung proportional ist.

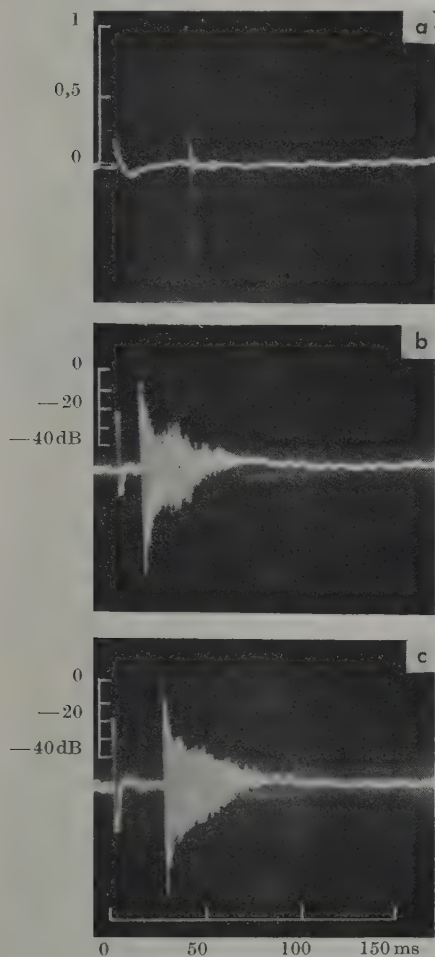


Abb. 17a—c. Oszillogramme von Funkenknallen; a) linearer Ordinatenmaßstab, b) und c) logarithmischer Ordinatenmaßstab.

Ein solcher Verstärker hat praktisch keine Zeitkonstante. Der Verlauf der Ausgangsspannung mit der Zeit wird unmittelbar auf dem Schirm einer Kathodenstrahlröhre angezeigt. Die Auslösung der Funkenentladung durch das Relais und die Ablenkung des Kathodenstrahls in der Abszissenrichtung sind zu diesem Zweck elektrisch miteinander gekoppelt. Zur Schallaufnahme dient ein

kleines Kondensator-Mikrophon, dessen obere Grenzfrequenz bei 15 kHz liegt. Beispiele von Aufnahmen bei verschiedener räumlicher Anordnung gibt Abb. 17a—c. Zum Vergleich ist Abb. 17a eine Aufnahme im linearen Ordinatenmaßstab. Die Gesamtzeit auf der Abszisse beträgt rund 180 ms . Die erste Zacke auf jedem Bild („elektrisches Übersprechen“) stellt den Zeitpunkt des Funkenüberschlages dar. Die auf dem Bild sichtbare Dauer des Nachhalls beträgt 40 ms , was einem Laufweg von rund 17 m entspricht. Mit anderen Worten, nach Eintreffen des direkten Schalles kommen die an den Wandungen einmal reflektierten oder gestreuten Schallstrahlen zur Anzeige. Sie überschreiten nicht den Pegel von etwa -35 dB , bezogen auf den Pegel des direkten Schalles, so daß die oben erwähnten guten Ergebnisse bestätigt werden.

Schließlich wurde noch die Richtcharakteristik eines $1,20\text{ m}$ großen Parabolspiegels mit einem kleinen Mikrophon im Brennpunkt sowohl im Freien als auch im reflexionsfreien Raum im Frequenzbereich $1000\cdots 2000\text{ Hz}$ gemessen. Es ergeben sich keine nennenswerten Abweichungen der in beiden Fällen gemessenen Richtkurven.

Die zweite Gruppe von Prüfungen betrifft das elektrische Verhalten des Raumes⁸. Gegenüber der Akustik tritt folgender Unterschied auf. Das zur leichten Begehrbarkeit des Raumes gespannte Stahlseilnetz mit 5 cm Maschenbreite ist nur akustisch kein Hindernis, es reflektiert aber elektrisch mindestens für die Wellenlängen oberhalb von 3 cm fast vollkommen. Man hat damit elektrisch also einen Raum, der aus einer leitenden (reflektierenden) Grundfläche und fünf anderen weitgehend reflexionsfreien Flächen besteht. Für die Messungen muß man also entweder den Sender oder den Empfänger möglichst nahe an oder in die leitende Bodenfläche bringen. Von der anderen Möglichkeit, an Stelle des Drahtnetzes ein elektrisch nicht störendes Perlonnetz zu spannen, wurde wegen der überaus großen Spannweiten von 16 m bzw. 12 m und mangels genügender statischer Unterlagen und Erfahrungen hinsichtlich Alterung etc. kein Gebrauch gemacht.

Wie bei der akustischen Prüfung wurde auch hier die Abweichung vom $1/r$ -Gesetz untersucht.

Die 3-cm -Wellen erzeugte ein Reflexklystron, die Abstrahlung erfolgte über einen kleinen Trichter mit einer Öffnungsfläche von 280 cm^2 . Als Empfänger diente ein Dipol, der, wie vorher das Mikrophon, auf einer Seilbahn durch den Raum bewegt wurde.

Für 10 cm Wellenlänge war die Anordnung die gleiche, nur war die Senderröhre eine Magnetronröhre.

⁸ Diese Messungen haben die Herren cand. phys. H. J. SCHMITT und Dipl.-Phys. H. G. DIESTEL ausgeführt.

⁷ Gebaut von Herrn cand. phys. W. WEGNER.

Für die übrigen Wellenlängen: 20 cm (Magnetron-Sender), 46 cm und 70 cm (Röhrensender) wurden sowohl für die Sende- als auch für die Empfangsantenne Dipole benutzt. Der Sendedipol befand sich jedesmal ganz nahe am Netz. Abb. 18 zeigt einige Beispiele von Abstandsdiagrammen, und zwar für die Wellenlängen 3, 10, 20 und 46 cm. Die erste Kurve ist flächendiagonal, die übrigen sind raumdiagonal aufgenommen. Die elektrische Polarisation ist senkrecht zum Netz. Beim Ordinatenmaßstab muß man berücksichtigen, daß trotz Verwendung eines 50-dB-Potentiometers im Pegelschreiber die Gesamthöhe des Streifens wegen der quadratischen Gleichrichtung nur 25 dB umfaßt. Die Sender waren übrigens niederfrequent moduliert.

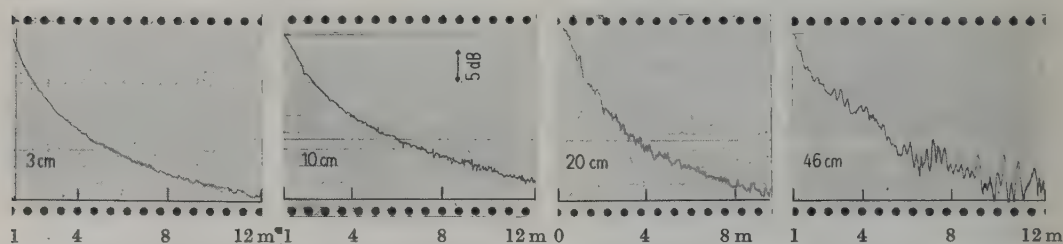


Abb. 18. Pegelschreiberdiagramme für die elektrische Feldstärke als Funktion der Entfernung für die Wellenlängen 3, 10, 20 und 46 cm bei senkrechter Polarisation.

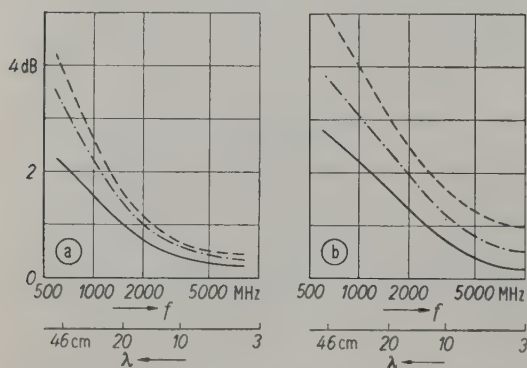


Abb. 19. Maximale Abweichungen vom $1/r$ -Ausbreitungsgesetz eines elektrischen Strahlers für die Entfernungsgruppen $1 \dots 4$ m, $4 \dots 8$ m und $8 \dots 12$ m in Abhängigkeit von der Wellenlänge; a) vertikale, b) horizontale Polarisation.

Eine zusammenfassende Übersicht über alle Messungen gibt Abb. 19. Hier sind wiederum die drei Entfernungsgruppen $1 \dots 4$ m, $4 \dots 8$ m und $8 \dots 12$ m unterschieden. Wegen des Netzeinflusses spielt die Polarisationsrichtung der Wellen eine Rolle. Die vertikale Polarisation ergibt bessere Resultate als die horizontale. Man erkennt, daß man unter den genannten Meßbedingungen auch hier sehr kleine

Schwankungen in der Nahzone hat, und daß außerdem bei vertikaler Polarisation selbst bei den größten im Raum zur Verfügung stehenden Distanzen die Schwankungen bis herauf zu 20 cm Wellenlänge noch unter 1,5 dB bleiben.

Dieses gute Ergebnis, das mit einem Material mit verhältnismäßig kleinem Verlustfaktor gewonnen wurde, läßt vermuten, daß durch weitere Erhöhung des Verlustfaktors, wie z. B. durch Zwischenlegen von Leitfähigkeitsfolien, die aus akustischen Gründen gelocht sein müssen, oder durch andere Maßnahmen, wie z. B. durch Erhöhung des Graphitgehaltes oder durch Beimischung von magnetisch wirksamen Substanzen, noch eine weitere Verbesserung der Schluckeigenschaften erzielt werden kann.

Es dürfte dann möglich sein, noch in einem Gebiet von $\lambda = 1$ m eine weitgehend ungestörte Wellenausbreitung zu erreichen und damit u. a. Eichungen von Feldstärkemeßgeräten für dieses Gebiet im geschlossenen Raum durchzuführen. Der hier beschriebene Raum sollte im wesentlichen nur den Wellenlängenbereich bis 20 cm erfassen.

Bau und Auskleidung des Raumes wurden durch eine Reihe großzügiger Spenden ermöglicht. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft trug die Kosten für die Raumauskleidung. Das Bundesministerium für Wohnungsbau, das Bundesministerium für das Post- und Fernmeldewesen und das Niedersächsische Kultusministerium aus seinem NWDR-Fonds gaben die Mittel für den Bau. Besonderer Dank gebührt auch der Glasfaser Gesellschaft mbH., Düsseldorf, die das Glasfasermaterial unter Gestehungspreis zur Verfügung stellte.

(Eingegangen am 17. Juni 1953.)

Schrifttum

- [1] MEYER, E., BUCHMANN, G. und SCHOCH, A., Akust. Z. **5** [1940], 352.
- [2] KURTZE, G., Acustica **2** [1952], Beiheft 2, AB 104.
- [3] BERANEK, L. L. und SLEEPER, H. P., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 140.
- [4] EPPRECHT, G., Techn. Mitt. PTT **5** [1951], 161.

IMPULSVERFAHREN ZUR MESSUNG DER REFLEXION VON WASSERSCHALLABSORBERN IN ROHREN

Von WALTER KUHL, HERMANN OBERST und EUGEN SKUDRZYK*

Zusammenfassung

Die Entwicklung von Wasserschallabsorbern für den Frequenzbereich um 15 kHz machte die Schaffung besonderer Meßverfahren erforderlich. Als gut geeignet für den gegebenen Zweck erwiesen sich Rohrmethoden.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Impulsverfahren beschrieben, das vorwiegend in der Entwicklung von Resonanzabsorbern benutzt wurde und die Messung der Reflexionsfaktoren im Rohr nach Betrag und Phase erlaubte. Als Meßobjekte dienten kreisscheibenförmige Absorberproben. Besonders behandelt werden der Einfluß des unvermeidlichen schmalen Ringspalt zwischen Probe und Rohrwand und die Eliminierung des durch ihn verursachten systematischen Fehlers, die zur Erreichung einer hohen Meßgenauigkeit notwendig war.

Summary

The development of absorbers for water-borne sound covering the frequency range around 15 kc/s required special measuring methods. The technique using the sound propagation in tubes proved to be appropriate for this purpose.

A pulse method is described in this paper, which permitted the determination of the amounts and the phase angles of the reflection factors of absorber samples, having the shape of circular discs, in a tube. This method was in the first instance applied to the case of resonant absorbers. The influence of the narrow annular slot between the sample and the wall of the tube is especially treated, furthermore the necessary elimination of the systematic error which is caused by the slot.

Sommaire

La mise au point de matériaux qui absorbent les ondes sonores de fréquence voisine de 15 kHz se propageant dans l'eau, a nécessité la mise au point d'un procédé spécial de mesure de l'efficacité de ces matériaux. La méthode des tubes de propagation s'est révélée satisfaisante.

On décrit ici une méthode par impulsions, qui a été souvent employée pour les matériaux absorbant par résonance, et qui permet de mesurer l'amplitude et la phase des facteurs de réflexion. L'éprouvette absorbante a la forme d'un disque. On a particulièrement étudié l'influence du petit espace annulaire qu'on ne peut pas éviter entre l'éprouvette et la paroi du tube de mesure, ainsi que le moyen d'éliminer l'erreur systématique qu'il entraîne et qu'il a fallu éliminer pour obtenir une grande précision de mesure.

1. Einleitung

Schallschluckstoffe, die zur Auskleidung von Räumen nach raumakustischen Gesichtspunkten Verwendung finden, werden bekanntlich im allgemeinen im Hallraum auf ihre Wirksamkeit untersucht. Man mißt dabei mit einem mehr oder weniger großen Fehler den statistischen Schluckgrad, der sich aus den Schluckgraden für bestimmte Schalleinfallswinkel durch Mittelung über alle Winkel ergibt. Viel benutzt zur Untersuchung der Reflexions- und der damit zusammenhängenden Schluckeigenschaften solcher Stoffe werden auch die bekannten Rohr-

methoden [1], [2], [3]. Mit ihnen kann man den Reflexionsfaktor für senkrechten Schalleinfall nach Betrag und Phase ermitteln; durch den Betrag ist der zugehörige Schluckgrad bestimmt. Man kommt dabei mit kleinen Stoffproben aus; überdies bieten diese Methoden den Vorteil einer verhältnismäßig großen Meßgenauigkeit. Unbefriedigend ist es, daß man mit ihnen keine Aussagen über die Winkelabhängigkeit des Reflexionsfaktors und des Schluckgrades gewinnen kann. In den häufig vorkommenden Fällen jedoch, in denen man von vornherein annehmen kann, daß die Eingangsimpedanz der Schluckstoffe, d. h. der Quotient aus Schalldruck und Normalkomponente der Schallschnelle an der reflektierenden Oberfläche, vom Einfallswinkel unabhängig ist, reicht die Rohrmessung völlig aus. Aus dem Reflexionsfaktor für senkrechten Einfall kann man dann die Eingangsimpedanz, die Reflexionsfaktoren und Schluckgrade für beliebige Einfallswinkel und den statistischen Schluckgrad

* W. KUHL, z. Z. Rundfunk-Technisches Institut, Nürnberg; H. OBERST, z. Z. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig; E. SKUDRZYK, z. Z. Technische Hochschule Wien.

Die Untersuchungen wurden in den Jahren 1939 bis 1945 am Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. E. MEYER durchgeführt.

nach bekannten rechnerischen und graphischen Verfahren bestimmen.

Bei der Entwicklung von Wasserschallabsorbern [4], [5] im letzten Kriege, die in einem bestimmten Frequenzbereich den auf sie treffenden Schall möglichst vollständig absorbieren sollten, war zunächst die erforderliche Meßtechnik zu schaffen. Es lag nahe, die erprobten Methoden zur Messung von Luftschall-Schluckstoffen nach Möglichkeit auf die Wasserschalltechnik zu übertragen. Daß die Hallraummethode hierfür nicht geeignet war, liegt auf der Hand; wohl aber kamen die Rohrmethoden in Frage. Es war zu erwarten, daß sich mit ihnen die Forderung einer hohen Meßgenauigkeit auch bei Reflexionsfaktoren unter 10%, also Schluckgraden über 99%, erfüllen ließe. Angemessen erschienen sie auch, weil bei den gestellten Aufgaben vorwiegend der senkrechte Schalleinfall interessierte.

Im Frühstadium der Entwicklung stand schon die von K. TAMM entwickelte Flachbeckenmethode [6] zur Verfügung. Auch sie erfüllte die Forderung einer hohen Meßgenauigkeit, und außerdem gestattete sie die Untersuchung der Schluckanordnungen auch bei schrägem Schalleinfall. In der Tat wurde diese Methode zunächst fast ausschließlich mit gutem Erfolg benutzt. Störend waren jedoch die erforderliche Größe der Meßproben, die eine Länge von etwa 70 cm bei einer Breite von etwa 30 cm haben mußten, und die Notwendigkeit, für jede Frequenz eine andere Wassertiefe einstellen zu müssen. Für eine Entwicklung, bei der viele Probenreihen durchgemessen werden mußten, war dieses Verfahren zu unhandlich. Deshalb wurden die Messungen mehr und mehr in Rohren ausgeführt, und zwar mit Schallimpulsen, worüber hier berichtet werden soll, oder mit stehenden Wellen [7]. Für die Untersuchung von Spezialproblemen wie denen der Schalldurchlässigkeit, des schrägen Schalleinfalls, der Beugung usw. hat jedoch das Flachbecken seine Bedeutung behalten, und es war von großem Nutzen bei der Entwicklung der „Rippenabsorber“ [4].

Der Frequenzbereich, in dem die Schallschlucker ihre größte Wirksamkeit haben sollten, umfaßte etwa die Oktave 9...18 kHz. Die zugehörigen Schallwellenlängen im Wasser sind kürzer als 17 cm, so daß es möglich war, bei den Reflexionsmessungen im Rohr Schallimpulse zu verwenden. Bei einer Mindestzahl von etwa sechs Schwingungen je Impuls kommt man bei den tiefsten Frequenzen des Bereichs auf eine Länge des zugehörigen Wellenzuges von etwa 1 m und damit auf eine tragbare Mindestrohrlänge, die zur Trennung von einfallendem und reflektiertem Impuls eingehalten werden muß. Gegenüber der Messung mit stehenden Wellen [6], bei der aus der Lage der Maxima und Minima und deren Verhältnis zueinander der Reflexions-

faktor bestimmt wird, bietet die Impulsmethode eine Reihe von Vorteilen, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

GMELIN und SEIBERTH haben das Impulsrohr in die Wasserschallmeßtechnik eingeführt. Es spielte eine Rolle bei der Entwicklung der bereits erwähnten Rippenabsorber und vor allem der Resonanzabsorber für Wasserschall [5], mit denen die Impulsrohrmethode bis zur technischen Reife durchentwickelt wurde. Die Resonanzschallschlucker gehörten, wie die Messung im Flachbecken ergab, zu den Schluckanordnungen, deren Eingangsimpedanz vom Einfallswinkel unabhängig ist; schon deshalb war für sie die Messung im Rohr das geeignete Meßverfahren. Die mit seiner Hilfe gewonnenen Ergebnisse wurden an Hand flächenhaft ausgedehnter Meßproben, die im Tiefbecken [8] mit Hilfe von Schallimpulsen geprüft wurden¹, oftmals kontrolliert. Die Übereinstimmung der Ergebnisse war nach Beseitigung aller systematischen Meßfehler in beiden Verfahren gut.

Im folgenden wird die im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung, Berlin, entwickelte Impulsrohrapparatur beschrieben, die dem letzten Stande der Entwicklung bei Kriegsende entsprach. Rohre der gleichen Art wurden in größerer Zahl im Prüffeld des Werkes Höchst der I.G.-Farbenindustrie bei der Steuerung und Überwachung der Fabrikation der Resonanzabsorber benutzt. Anfangs waren die Geräte nur für die Messung des Betrages des Reflexionsfaktors eingerichtet. Die Erweiterung der Meßeinrichtungen zur Messung auch der Phase wird im folgenden besonders behandelt, desgleichen die Eliminierung des Fehlers, der durch den unvermeidlichen schmalen Ringspalt zwischen zylindrischer Probe und Rohrwand verursacht wird. Diese meßtechnische Feinheit erwies sich als notwendig zur Erzielung einer hohen Meßgenauigkeit.

2. Die Rohrapparatur zur Messung mit Schallimpulsen

a) Das Rohr mit Kühl- und Druckeinrichtung

Abb. 1 zeigt eine schematische Skizze der Apparatur². Die zu untersuchende Probe bildete den oberen Abschluß eines senkrecht stehenden, mit Wasser gefüllten Rohres. Dieses hatte eine Länge von 1,80 m, eine lichte Weite von 50 mm und eine Wandstärke von 25 mm. Das obere Rohrende, in das die Proben eingesetzt wurden, war mit Rücksicht auf den Ein-

¹ Ein Laboratorium der deutschen Kriegsmarine verfügte über einen „Drucktank“, in dem große plattenförmige Proben auch bei höherem Druck bis 10 atü gemessen werden konnten. Dieser Tank war ähnlich wie das von W. KUHL [8] beschriebene Meßbecken ausgerüstet.

² Das Rohr wurde hergestellt im Werk Höchst der damaligen I.G.-Farbenindustrie.

fluß des Ringspaltes auf den genauen inneren Durchmesser von 50,0 mm ausgeschliffen (siehe dazu Abschnitt 4).

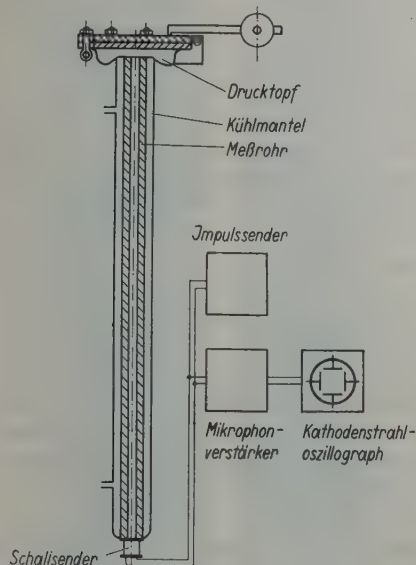


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung.

Die Rohrlänge war so gewählt, daß das Bild des an der Probe reflektierten Meßimpulses auf dem Oszillographenschirm (siehe unten) stets einwandfrei von dem des elektrischen Sendeimpulses getrennt werden konnte. Die für die Messungen günstigste Länge der Wellenzüge war $0,7 \dots 2,0$ m. Die zugehörigen Impulsdauern liegen zwischen $0,5 \dots 1,5$ ms. Bei kürzeren Impulsdauern konnten die Resonanzschallschlucker nicht voll einschwingen, so daß die Reflexion von der Dauer des Impulses abhängig wurde, bei größeren Impulsdauern wurden Eigenschwingungen des Rohres und mit ihm verbundener Teile zu stark angeregt. Der Rohrdurchmesser war so gewählt, daß bei der höchsten Meßfrequenz von 17 kHz Wellen höherer Ordnung, also nichtebene Wellen, gerade noch vermieden wurden.

Die große Wandstärke des Rohres war aus mehreren Gründen erforderlich. Während man beim schallweichen Medium Luft Metall- oder Glasrohre im allgemeinen praktisch als starr ansehen kann, ist dies beim schallharten Medium Wasser nicht erlaubt. Wegen der Nachgiebigkeit der Wand ist bei dünnwandigen Rohren die Schallgeschwindigkeit in der Wassersäule gegenüber der Geschwindigkeit im freien Medium erheblich herabgesetzt, und die im Rohr gewonnenen Meßergebnisse sind nicht mehr ohne weiteres auf das freie Medium übertragbar. Bei der gegebenen Wandstärke von 25 mm kommt die Schallgeschwindigkeit in der Wassersäule der im allseitig unbegrenzten Wasser schon sehr nahe [7].

Zwischen Wassersäule und Rohr besteht eine enge Kopplung. So treten an Schweißnähten und anderen Störstellen in der Wand Reflexionen der Schallwellen im Wasser auf, die Meßfehler bewirken können. Das zu Anfang der Entwicklung benutzte Rohr von nur 10 mm Wandstärke hatte z. B. nahe dem oberen Rohrende eine solche störende Schweißstelle, an der ein Wasserausgleichsgefäß angesetzt war. Beim dickwandigen Rohr sind diese Reflexionen geringer als beim dünnwandigen. Außerdem werden auch Eigenschwingungen dicker Rohrwände schwächer angeregt [7].

Das Rohr war auf der ganzen Länge von einem Mantel umgeben, durch den eine Thermostatenflüssigkeit strömte, so daß Messungen in einem größeren Temperaturbereich möglich waren. Am oberen Ende des Mantels war in der aus der Abb. 1 ersichtlichen Weise ein Wasserausgleichsgefäß angeschweißt. Die Schweißnaht am Meßrohr in einem gewissen Abstand vom Rohrende, die beim anfangs benutzten Rohr mit 10 mm Wandstärke noch störte, war hier also vermieden. Das Ausgleichsgefäß war mit einem druckfesten Deckel verschließbar. Nach Schließen des Deckels konnten mit Preßluft im Ausgleichsgefäß und damit in der Wassersäule Überdrücke bis zu 20 Atmosphären eingestellt werden. Das Rohr mit dem anschließenden Gefäß wurde so weit mit Wasser gefüllt, daß dessen Spiegel das obere Rohrende um etwa 2 mm überragte. Damit wurde erreicht, daß bei Messungen unter hohen Drucken das offene Ende der Wassersäule nicht im Rohr absinken konnte. Es war experimentell sichergestellt worden, daß das Überstehen des Wassers über dem Rohrende auch bei Luftabschluß (siehe Abschnitt c) nicht die Meßergebnisse fälschte, wenigstens nicht bei Messungen des Betrages von Reflexionsfaktoren.

b) Der Schallsender und -empfänger und die elektrische Apparatur

Der beim letzten Stande der Entwicklung benutzte piezoelektrische Schallsender ist in Abb. 2 dargestellt. Er enthielt ein quaderförmiges Paket aus zehn parallel geschalteten Seignettesalzplatten der Abmessungen $40 \times 20 \times 2$ mm³, die so geschnitten und zusammengesetzt waren, daß der Quader einen in Richtung der langen Plattenkanten schwingenden Dehnschwinger darstellte. Über dünne Vaseline-schichten war das Kristallpaket auf der einen Seite an eine hochabgestimmte Aluminiumplatte, die das untere Rohrende abschloß, auf der gegenüberliegenden Seite an einen Messingzylinder von 10 mm Höhe und 32 mm Durchmesser als Gegenmasse angekoppelt. Das schwingungsfähige System aus Kristallen und Gegenmasse war in ein Hartpapiergehäuse eingeschlossen, das zum Schutz des

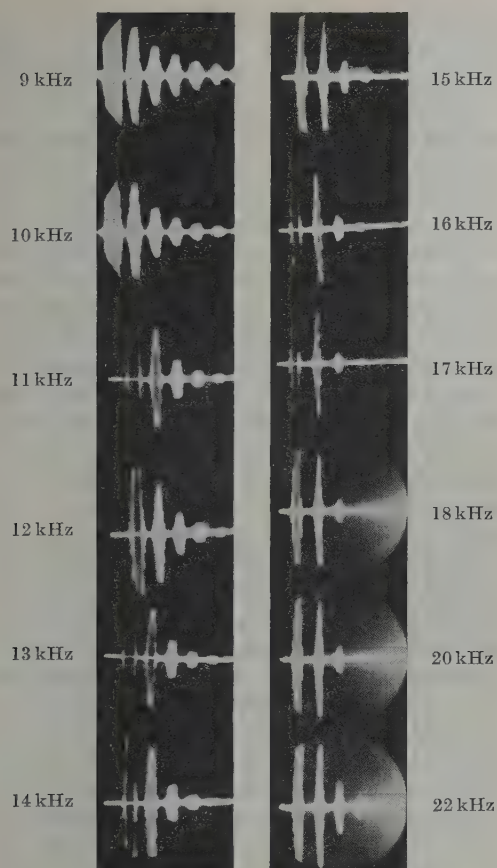


Abb. 3. Photographien der Impulsfolgen auf dem Schirm des Kathodenstrahloszillographen bei verschiedenen Frequenzen.

Als Reflexionsnormal diente im allgemeinen der an der freien Wasseroberfläche im Rohr reflektierte erste Impuls; für ihn ist die Amplitude des einfallenden Schallimpulses gleich der des reflektierten und der Betrag des Reflexionsfaktors gleich 1. Mit Hilfe des erwähnten Potentiometers im Verstärker wurde vor jeder Messung an einer Probe die Apparatur geeicht, d. h. es wurden bei allen Meßfrequenzen des interessierenden Bereichs die Potentiometerstellungen notiert, bei denen das Bild des an der freien Oberfläche reflektierten Impulses auf dem Oszillographenschirm eine bestimmte Höhe hatte, die an einer linearen Meßskala abgelesen und dem Reflexionsfaktor 100% gleichgesetzt wurde. Nach dem Einsetzen der Probe konnte dann bei den Meßfrequenzen nach jeweiliger richtiger Einstellung des Potentiometers der Reflexionsfaktor unmittelbar an der Skala abgelesen werden.

c) Die Meßproben

Die in der Resonanzabsorberentwicklung [5] benutzten Meßproben hatten die Form von Kreis-

scheiben verschiedener Dicke. Sie bestanden aus Stahlscheiben mit einem Gummibelag, die wegen des Einflusses des Ringspalt (siehe Abschnitt 4) einen Durchmesser von 49,6 mm haben mußten, so daß der Ringspalt zwischen Scheibe und Rohrwand eine Weite von 0,2 mm hatte. Der Gummibelag auf der Vorderseite (in Schalleinfallrichtung gesehen) war 4 mm dick und enthielt zylindrische Hohlräume (siehe dazu [5]). Diese Proben wurden bei „Luftabschluß“ oder bei „Wasserabschluß“ gemessen. Im ersten Falle wurden sie am Rohrende eingesetzt, und es befand sich hinter ihnen Luft als schallweiche Begrenzung (siehe dazu Abschnitt 4). Im zweiten Falle wurden sie tiefer in das Rohr geführt und hinter ihnen ein schallschluckender Keil eingesetzt, so daß ein reflexionsfreier Abschluß der Wassersäule hinter der Probe entstand und deren Ausgangsimpedanz gleich dem Wellenwiderstand des Wassers war. Die Halterungen der Proben hatten als Scheibenträger Drahtbügel aus zwei gekreuzten dünnen Stahldrähten.

Eine andere Probenart, deren Reflexionseigenschaften im Rohr gemessen wurden, waren, wie schon erwähnt, die einzelnen Schluckkeile der Rippenabsorber [4]. Keile besonders hoher Absorption wurden zur Verwirklichung des „Wasserabschlusses“ benutzt.

Die Proben mußten vor der Messung sorgfältig behandelt werden. In der wässrigen Lösung eines Entfettungsmittels wurden sie gewaschen und in einem Wasserbad auf die Temperatur des Meßrohres gebracht. Durch das Waschen wurde eine bessere Benetzung der Scheiben angestrebt und das Ansetzen kleiner Luftbläschen an der Unterseite der Proben fast immer vermieden. Da der Wasserspiegel im Ausgleichsgefäß das Rohrende überragte, konnten die Scheiben leicht, indem sie etwas schräg gehalten wurden, blasenfrei in das Wasser eingeführt und in das Rohr gesetzt werden. Diese Vorichtsmaßnahmen waren besonders im Falle von Messungen bei Atmosphärendruck notwendig, bei denen auch besonders reines und luftarmes Wasser verwendet werden mußte. Bei großen Drucken dagegen lösten sich die bei Atmosphärendruck etwa noch vorhandenen Luftblasen sofort.

Die Messungen an Resonanzabsorberproben konnten unter höherem Druck erst 3 bis 5 Minuten nach Schließen des Deckels und Einstellen des Druckes durchgeführt werden. Die Verformung der Hohlräume unter Druck hatte dann praktisch ihren Endzustand erreicht.

d) Diskussion der Impulsrohrmethode

Die Vorteile, die die Messung mit Impulsen gegenüber der Messung mit stehenden Wellen bietet, sind besonders im Falle der hier behandelten Anwendung

erheblich; sie werden im folgenden zusammenfassend erläutert.

Bei der Bestimmung des Betrages des Reflexionsfaktors bestand die Messung nach der einfach durchzuführenden Eichung nur in der Ablesung der Höhe des ersten reflektierten Impulses. Die bei der Methode der stehenden Wellen erforderliche Verschiebung des Meßmikrophons längs der Rohrachse wurde also vermieden. Damit entfiel die Notwendigkeit der Durchbohrung der scheibenförmigen Meßproben für die Durchführung der verschiebbaren Mikrophonleitung und der druckdichten Durchführung dieser Leitung durch den Deckel der Rohrapparatur. Die zweite Maßnahme hätte einen erheblichen technischen Aufwand bedeutet. Bei der Messung mit Impulsen konnte, wie gezeigt wurde, ein Mikrophon überhaupt eingespart werden.

An Schweißnähten und anderen Störstellen in der Rohrwand reflektierte Störimpulse, die über die Wassersäule und die Rohrwand (mit verschiedenen Geschwindigkeiten) laufen können, waren verhältnismäßig leicht erkennbar, und die durch solche Stellen bewirkten systematischen Meßfehler konnten deshalb abgeschätzt werden. Der Vorteil dieser Möglichkeit für die Weiterentwicklung und Verbesserung der Rohre liegt auf der Hand.

Eigenschwingungen der Rohrwand wurden wegen der im Vergleich zur Impulsdauer großen Einschwingzeit beim Impulsverfahren kaum angeregt. Allerdings können bei diesem, wie erwähnt, durch das Nachhallen von Teilen des Schallsenders, z. B. des Gehäuses oder etwa eines Flansches, mit dem der Sender am Rohr befestigt ist, Fehler bewirkt werden. Man kann sie jedoch weitgehend vermeiden, wenn man den Sender leicht baut, seine schwingungsfähigen Teile stark dämpft oder ihre Abmessungen so klein wählt, daß die Eigenfrequenzen oberhalb des Meßbereiches liegen. Außerdem muß man für eine gute Schwingungsisolierung des Senders gegen das Rohr sorgen.

Bei dem oben beschriebenen dickwandigen Rohr waren Störimpulse aller Art weitgehend unterdrückt. Die Aufnahmen der Abb. 3 lassen den erreichten hohen Grad der Störungsfreiheit erkennen; Störimpulse in der Umgebung des Meßimpulses sind kaum noch vorhanden.

3. Impulsrohrapparatur mit Phasenmeßeinrichtung

a) Vorbemerkungen

Für das eingehendere Studium des physikalischen Verhaltens der Resonanzabsorber mußte die Eingangsimpedanz der Meßproben bestimmt werden. Sie hängt in bekannter Weise mit dem komplexen Reflexionsfaktor zusammen und kann aus diesem berechnet werden. Zur Bestimmung der Eingangs-

impedanz muß also der Reflexionsfaktor nach Betrag und Phase gemessen werden.

Bei der für die Phasenmessung notwendigen Erweiterung der Meßeinrichtungen war es dringend erwünscht, daß die oben besprochenen Vorteile der Impulsrohrapparatur erhalten blieben. Ein Vorschlag von K. TAMM stellte die gewünschte Lösung dieses Problems dar, bei der keinerlei Änderungen am Impulsrohr zu treffen waren: Dem Meßimpuls wird in der elektrischen Empfangsapparatur eine vom Tonfrequenzgenerator des Schallsenders abgegriffene feste, in der Phase regelbare Wechselspannung überlagert, und aus deren Interferenz mit der Wechselspannung des Meßimpulses wird auf die Phase des Reflexionsfaktors geschlossen. In diesem Fall darf nicht der Tonfrequenzgenerator, sondern erst der Kraftverstärker vom Impulsgenerator gesteuert werden.

b) Die elektrische Apparatur zur Messung der Reflexionszahl nach Betrag und Phase

Die Einzelheiten der elektrischen Meßeinrichtung sind aus der Abb. 4 zu ersehen. Die vom Überlagerungssummeer gelieferte stationäre Wechselspannung der gewünschten Frequenz wird im Impuls-generator kurzzeitig verstärkt und in der übrigen Zeit gesperrt. Der vom Kristallsender am unteren Rohrende ausgesandte Schallwellenimpuls wird am oberen Rohrende reflektiert und erleidet dabei eine Änderung der Amplitude um den Reflexionsfaktor $r \leq 1$ und einen Phasensprung φ . Befindet sich am oberen Rohrende eine Absorberprobe, so entsprechen r und φ dem komplexen Reflexionsfaktor $\bar{r} = r \cdot e^{j\varphi}$ der Probe. Im Falle der Reflexion an der Wasseroberfläche ist $r = 1$ und $\varphi = \pi$ oder 180° in Winkelgraden; im Falle der Reflexion an einer Eisenscheibe ist gleichfalls $r = 1$, und φ ist durch den Massenwiderstand der Scheibe bestimmt (siehe Abschnitt c).

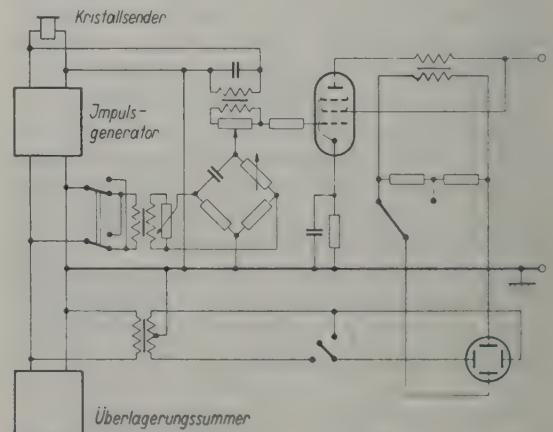


Abb. 4. Schematische Darstellung der elektrischen Apparatur mit Phasenmeßeinrichtung.

Der Kristallsender empfängt den reflektierten Impuls als Mikrophon. Über einen Übertrager, ein zur Amplitudenregelung dienendes Potentiometer und den Verstärker kleiner Einschwingzeit wird die Impulsspannung dem der Vertikalauslenkung dienenden Plattenpaar des Kathodenstrahloszillographen zugeführt.

Der Überlagerungssumme liefert auch die zur Phasenmessung dienende stationäre Wechselspannung, die über einen Schalter zum Umpolen, einen Übertrager, ein Potentiometer zur Amplitudenregelung und eine als „Phasenschieber“ dienende Brückenschaltung an das Steuergitter des Empfangsverstärkers gelegt und so der Impulsspannung überlagert wird. Auf dem Leuchtschirm des Oszillographen erscheint die Bezugsspannung als ein horizontales Band, dessen Breite beliebig eingestellt werden kann. Der Phasenschieber ist so dimensioniert, daß bei beliebiger Phasenänderung die Amplitude der Bezugsspannung konstant bleibt, und daß sich der Bereich der möglichen Phasenänderungen nahezu von $0^\circ \dots 180^\circ$ erstreckt. Der Umschalter vor dem Transformator gestattet die Ausdehnung dieses Bereichs bis 360° . Die Bezugsspannung interferiert mit den Impulswechselspannungen, und je nach Phasenlage überragen die Impulsbilder auf dem Leuchtschirm das Band der Bezugsspannung oder erscheinen als scharf markierte Einschnitte in diesem. Zur Messung des gesuchten Phasenwinkels der Reflexionszahl einer Meßprobe wird die Wechselspannung des Meßimpulses durch die stationäre Bezugsspannung kompensiert. Der Abgleich ist auf die Breite der Nulllinie am Leuchtschirm möglich, die gleich dem Durchmesser des vom Kathodenstrahl erzeugten Leuchtfleckes ist. Die Einstellung des Phasenwinkels mit dem Regelwiderstand des Phasenschiebers ist dabei mit großer Genauigkeit reproduzierbar.

Der Phasenschieber wird mit Hilfe von Lissajous-Ellipsen auf dem Oszillographenschirm geeicht. Die Wechselspannung am Plattenpaar zur Horizontalauslenkung wird dabei ebenfalls vom Überlagerungssumme geliefert.

c) Das Bezugsnormal für den Phasenwinkel

Mit der oben beschriebenen Meßeinrichtung kann der Phasenwinkel φ der Reflexionszahl \bar{r} bis auf einen konstanten Winkel bestimmt werden. Um diesen zu ermitteln, braucht man ein Bezugsnormal. Die Oberfläche der Wassersäule im Rohr (Phasenwinkel $\varphi_0 = 180^\circ$), die bei der Messung des Betrages r des Reflexionsfaktors als Normal benutzt wurde, war für den vorliegenden Zweck ungeeignet. Die Wasseroberfläche hätte zur Phaseneichung genau auf die Ebene eingestellt werden müssen, in der sonst die unteren Flächen der Meßproben lagen. Diese Ein-

stellung war unbequem und bei der Messung unter Druck unsicher. Deshalb wurden Eisenscheiben als Bezugsnormal benutzt. Da an ihnen der Schallimpuls ohne Amplitudenänderung reflektiert wird, konnten sie gleichzeitig auch als Normal bei der Messung des Betrages r des Reflexionsfaktors dienen.

Zur Bestimmung der Eingangsimpedanz wurden die Resonanzabsorberproben stets bei Luftabschluß gemessen. Entsprechend wurden die als Bezugsnormal dienenden Eisenscheiben benutzt. Ihre Eingangsimpedanz ist dann $\bar{Z} = j\omega \rho_m \cdot d_{eff}$, wo ω die Kreisfrequenz, ρ_m die Dichte des Eisens und d_{eff} die wirksame Dicke der Scheibe ist; d_{eff} unterscheidet sich wegen des Einflusses des wassergefüllten Ringspaltes zwischen Scheibe und Rohrwand etwas von der tatsächlichen Dicke d (siehe dazu Abschnitt 4). Das Verhältnis d_{eff}/d ist genau bekannt, und man kann mit ihm den Phasenwinkel φ_0 des Bezugsnormals berechnen. Er genügt der Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = 2 \cdot \frac{Z' / \omega \rho_m \cdot d_{eff}}{1 - (Z' / \omega \rho_m \cdot d_{eff})^2} \quad (1)$$

$Z' = \rho c'$ ist dabei der Wellenwiderstand der Wassersäule im Rohr (ρ die Dichte des Wassers, c' die Schallgeschwindigkeit im Rohr), der beim dickwandigen Rohr sehr nahe gleich dem im freien Wasser ist. Gewöhnlich wurden als Bezugsnormal 12 mm dicke Eisenscheiben benutzt. Der Wasserspiegel wurde so eingestellt, daß er 1...2 mm über der Probe stand (vgl. Abschnitt 2a), deren Eingangsimpedanz dadurch nicht merklich beeinflusst wurde. Man hatte damit die Gewähr, daß sich bei einem geringen Absinken des Wasserspiegels im Ausgleichsgefäß unter Druck die Impedanz des Bezugsnormals nicht änderte. Die genaue Einstellung der Vorderflächen der zu messenden Proben und des Normals auf die gleiche Bezugsebene war mit einem geeigneten Halter in einfacher Weise möglich.

d) Genauigkeit der Phasenmessung. Meßbeispiele

Zur Vermeidung größerer Fehler mußten bei der Phasenmessung außer der Lage der Proben die Temperatur der Wassersäule und die Frequenz sehr genau konstant gehalten werden. In die Phasendifferenz der Meßimpulse und der festen Bezugsspannung geht die Phasendrehung $-2kl'$ ein ($k = \omega/c'$ die Wellenzahl, l' der Abstand der Eingangsebene der Proben vom Sender), die darauf zurückgeht, daß der Wellenzug im Rohr den Weg der Länge $2l'$ vom Sender zur Probe und zurück zu durchmessen hat. Ändert sich $2kl'$ in der Zeit zwischen den Messungen der Absorberprobe und des Bezugsnormals um $\Delta\varphi = 2\Delta kl'$, so geht dieser Fehler in die Phasenmessung ein; $\Delta\varphi$ kann auf Änderungen der Frequenz, der Temperatur (Änderung von c') und der Länge l' zurückzuführen sein. Bei der gegebenen Länge l' von nahe 180 cm entsprach eine Änderung

der Frequenz um 1 Hz einem Phasenfehler von etwa 1 Winkelgrad, eine Änderung der Temperatur von $+1^\circ\text{C}$ bei 10 kHz einem Phasenfehler von -26 Winkelgraden. Einer Fehleinstellung der Probe, also einer Änderung von l' , um 1 mm entsprach bei 10 kHz ein Phasenfehler von etwa 5 Winkelgraden.

Die Lage der Proben war durch den Halter genügend genau fixiert. Zur Eliminierung der schwer vermeidbaren kleinen Änderungen der Frequenz und der Temperatur mit der Zeit wurde bei der jeweiligen Sollfrequenz das Bezugsnormale unmittelbar vor und nach der Absorberprobe gemessen; die Frequenzeinstellung am Überlagerungssumme wurde dabei nicht geändert. Es war so möglich, den Phasenmeßwert für das Bezugsnormale zur Zeit der Messung an der Absorberprobe durch Interpolation genügend genau zu bestimmen und damit $\Delta\varphi$ sehr klein zu halten. Das Verfahren der Phasenmessung war zwar etwas umständlich; da es aber nur zur Beantwortung von Forschungsfragen und nicht bei routinemäßigen Serienmessungen angewandt wurde, konnte dieser Mangel in Kauf genommen werden.

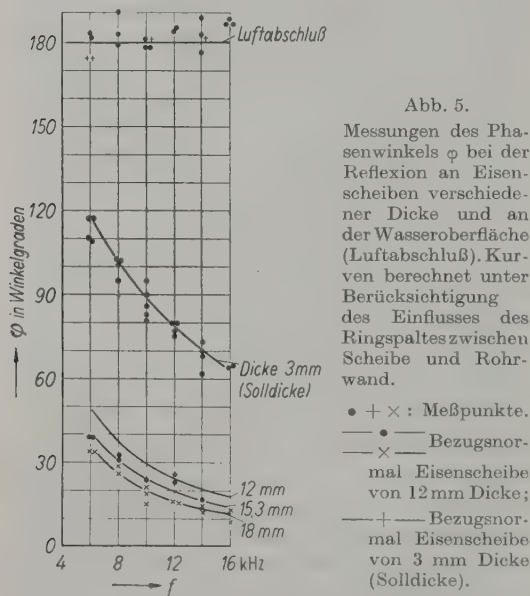


Abb. 5.

Messungen des Phasenwinkels φ bei der Reflexion an Eisenscheiben verschiedener Dicke und an der Wasseroberfläche (Luftabschluß). Kurven berechnet unter Berücksichtigung des Einflusses des Ringspaltes zwischen Scheibe und Rohrwand.

\bullet + \times : Meßpunkte.
 — \bullet — Bezugsnormale Eisenscheibe von 12 mm Dicke;
 — \times — Bezugsnormale Eisenscheibe von 3 mm Dicke (Solldicke).

Als Beispiele für die erreichte Genauigkeit der Phasenmessung mögen die Ergebnisse der Messungen an Eisenscheiben verschiedener Dicke dienen. Sie sind in der Abb. 5 dargestellt. Eine Reihe von Meßpunkten dieser Abbildung bezieht sich auch auf die Reflexion an der freien Wasseroberfläche (Luftabschluß), bei der der Phasenwinkel 180° beträgt. Die eingezeichneten Kurven des Phasenwinkels φ als Funktion der Frequenz sind unter Berücksichtigung des Ringspalteinflusses (siehe Abschnitt 4) nach Gl. (1) berechnet worden. Die tatsächliche

Dicke der Probe mit der Solldicke $d_{\text{eff}} = 3$ mm war $d = 3,3$ mm. Diese Scheibe tauchte bei der Messung voll ein, und die Wasseroberfläche stand wie üblich etwa 1 mm über der Probe; der durch das Überstehen bewirkte Fehler ist unmerklich. Die dickeren Scheiben tauchten 12 mm tief in das Rohr ein; ihre wirksame Dicke wurde nach Gl. (9) berechnet (siehe Abschnitt 4). Die Meßpunkte der Abbildung sind im allgemeinen bezogen auf die 12 mm dicke Probe als Normal; nur bei den mit stehenden Kreuzen (+) bezeichneten Meßpunkten für den Luftabschluß diente die 3 mm-Probe als Bezugsnormale.

Die Streuung der zur Reflexion an der Wasseroberfläche gehörenden Meßpunkte um $\varphi = 180^\circ$ liegt innerhalb der Grenzen, die bei den vorliegenden Versuchen durch die Einstellgenauigkeit des Wasserspiegels gegeben waren. Die Streuung der Punkte um die für die Eisenscheiben berechneten Kurven läßt keine systematischen Abweichungen erkennen, was die einwandfreie Brauchbarkeit des Bezugsnormals bestätigt. Nur in 7% der Fälle überschreiten die Beträge der zufälligen Fehler 6° und sind im allgemeinen kleiner. Wenn man über die zu bestimmter Frequenz und Eisendicke gehörenden Meßpunkte mittelt, wird die Abweichung im allgemeinen wesentlich kleiner. Bei den Messungen an Resonanzabsorberproben wurde stets über drei Scheiben gleicher Lochung gemittelt (siehe [5]). Man erzielte auf diese Weise bei der Phasenmessung eine Genauigkeit, die der bei der Messung des Betrages des Reflexionsfaktors entsprach.

4. Der Einfluß des Ringspaltes zwischen Meßprobe und Rohrwand

a) Vorbemerkungen

Im Laufe der Entwicklung des Impulsrohrverfahrens zeigte es sich, daß bei der Messung an zylindrischen Proben der schmale Ringspalt zwischen Eisenscheibe und Rohrwand einen erheblichen Meßfehler bewirken kann. Der Spalt zwischen der Rohrwand und der zylindrischen Gummischeibe, die bei den Resonanzabsorberproben auf die Eisenscheibe geklebt war, störte nicht, weil Gummi und Wasser in Kompressibilität und Dichte nahezu übereinstimmen. Die folgenden Betrachtungen können deshalb auf reine Metallscheiben beschränkt werden.

Um den Einfluß des Ringspaltes eliminieren zu können, mußten genau definierte Versuchsbedingungen geschaffen werden. Deshalb wurde das Impulsrohr am oberen Ende auf die genaue lichte Weite von 50,0 mm ausgeschliffen, und die Eisenscheiben wurden auf genau 49,6 mm Durchmesser abgedreht.

Untersuchungen an Eisenscheiben im Rohr mit der Methode der stehenden Wellen [7] erbrachten zwei für die Deutung der Wirkung des Spaltes wich-

tige Erkenntnisse:

1. Die Dämpfung der Schallwelle im Ringspalt ist trotz der Enge des Spaltes außerordentlich gering.

2. Die Schallgeschwindigkeit im Spalt ist wesentlich kleiner als im freien Medium und im Rohr, und zwar ist sie um so kleiner, je enger der Spalt ist.

Die letztgenannte Tatsache kann verhältnismäßig leicht gedeutet werden, und es sind damit alle Voraussetzungen bekannt, die man braucht, um eine Theorie über die Eigenschaften und Wirkungen des Spaltes aufstellen zu können, die der Prüfung durch das Experiment standhält.

b) Die Schallgeschwindigkeit im Ringspalt

Wenn in dem Spalt zwischen der Metallscheibe und der Rohrwand ein Überdruck herrscht, wird der Querschnitt des Spaltes infolge des Ausweichens der Rohrwand nach außen und der Zusammendrückung der Scheibe vergrößert. Ein Schichtelement der Wassersäule im Spalt wird infolgedessen unter der Wirkung des Schalldruckes wesentlich stärker verkürzt, als es bei konstanter Spaltbreite der Fall wäre. Die Vergrößerung der Zusammendrückbarkeit des Schichtelementes ist gleichbedeutend mit einer Verkleinerung der Schallgeschwindigkeit im Spalt.

Es genügt, das Ausweichen der Rohrwand in der von KORTEWEG angegebenen einfachen Weise zu berücksichtigen, der als erster die Schallgeschwindigkeit in flüssigkeitsgefüllten kreisförmigen Zylindern mit nachgiebigen Wänden berechnet hat (siehe dazu [7]). In entsprechender Weise kann man die radiale Zusammendrückung der zylindrischen Metallscheibe in Betracht ziehen. Berechnet man so die Vergrößerung der Spaltbreite und damit schließlich die Schallgeschwindigkeit c_s im Spalt, erhält man unter der Annahme, daß Rohrwand und Scheibe aus gleichem Material (Stahl) bestehen und die Spaltweite sehr klein gegen den Scheibendurchmesser ist, die Beziehung

$$\frac{c_s}{c} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \cdot \frac{E_0}{E_w} \cdot \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 + 1 \right] \frac{S_1}{S_s}}} \quad (2)$$

Darin sind c die Schallgeschwindigkeit im unbegrenzten Medium, E_0 der Volumelastizitätsmodul des Wassers, E_w der Elastizitätsmodul des Wandmaterials, r_1 und r_2 der Innen- und der Außenradius des Rohres, $S_1 = r_1^2 \pi$ die Innenquerschnittsfläche des Rohres, S_s die Querschnittsfläche des Spaltes.

In der Abb. 6 ist der berechnete Quotient c_s/c für Stahl als Rohr- und Scheibenmaterial und verschiedene Parameterwerte h/r_1 , wo $h = r_2 - r_1$ die Dicke der Rohrwand ist, als Funktion von S_s/S_1 und ins-

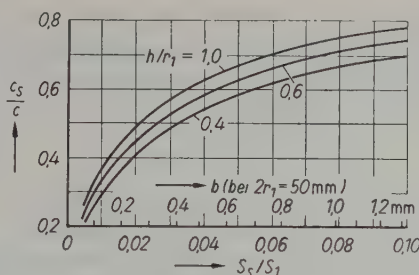


Abb. 6. Berechnete Schallgeschwindigkeit c_s im Spalt, bezogen auf die Schallgeschwindigkeit c im freien Medium, in Abhängigkeit von der Spaltbreite b für verschiedene Wandstärken h des Meßrohres.

besondere für $r_1 = 2,5$ cm als Funktion der Spaltbreite b graphisch dargestellt. Die berechneten Werte der Schallgeschwindigkeit im Spalt können wegen der vereinfachenden Annahmen der KORTEWEG'schen Theorie (vgl. [7]) nur eine mehr oder weniger gute Näherung darstellen. Abweichungen der gemessenen Schallgeschwindigkeiten im Spalt von den berechneten, die in einzelnen Fällen beobachtet wurden, waren deshalb verständlich und zu erwarten. Im allgemeinen war jedoch die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten recht gut.

c) Die Impedanz des Systems Metallscheibe mit Ringspalt

Die in axialer Richtung im Rohr und im Ringspalt fortschreitenden Wellen können als eben und ungedämpft angenommen werden. Man kann den Spalt als akustischen Vierpol behandeln, und es bestehen zwischen Schalldruck p_1 und Schnelle v_{1s} am Spalteingang (in Schalleinfallrichtung gesehen) und den entsprechenden Größen p_2 und v_{2s} am Spaltausgang die Vierpolgleichungen (in der üblichen komplexen Schreibweise):

$$p_1 = \cos k_s l \cdot p_2 + j Z_s \cdot \sin k_s l \cdot v_{2s}, \quad (3a)$$

$$v_{1s} = (j/Z_s) \cdot \sin k_s l \cdot p_2 + \cos k_s l \cdot v_{2s}. \quad (3b)$$

Darin sind $Z_s = \rho c_s$ der Wellenwiderstand im Spalt, ρ die Dichte des Wassers, $k_s = \omega/c_s = 2\pi/\lambda_s$ die Wellenzahl, λ_s die Wellenlänge im Spalt, l die Spalthöhe.

Die Metallscheiben können als reine schwingende Massen angesehen werden, da bei den interessierenden Frequenzen die in Frage kommenden Scheibendicken d klein gegen die Wellenlängen der Kompressionswellen im Metall sind, und es gilt die Bewegungsgleichung

$$(p_1 - p_2) \cdot S_m = j \omega m \cdot v_m, \quad (4)$$

wo v_m die Schnelle der Scheibe ist, S_m deren Querschnittsfläche und $m = \rho_m S_m \cdot d$ die Scheibenmasse, ρ_m die Dichte des Scheibenmaterials. Im Falle des Luftabschlusses kann $d = l$ sein (siehe Abschnitt 4d.)

Schalldruck und -fluß im Rohr sind an den Endflächen der Scheiben stetig. Aus der Stetigkeit des Schallflusses folgen die Beziehungen:

$$S_1 v_1 = S_s v_{1s} + S_m v_m, \quad (5a)$$

$$S_1 v_2 = S_s v_{2s} + S_m v_m; \quad (5b)$$

v_1 und v_2 sind darin die mittleren Schnelleamplituden in der Wassersäule an den Endflächen.

Aus den Gl. (3) bis (5) kann man die Eingangsimpedanz $\bar{Z}_1 = p_1/v_1$ des Systems Scheibe mit Ringspalt berechnen, wenn die Ausgangsimpedanz $\bar{Z}_2 = p_2/v_2$ gegeben ist. Hier interessieren besonders der Fall des Luftabschlusses, für den $p_2 = 0$ ist, also auch $\bar{Z}_2 = 0$, und der Fall des Wasserabschlusses, für den $\bar{Z}_2 = Z' = \rho c'$ ist; c' ist die Schallgeschwindigkeit im Rohr ($c' \approx c$). Eine besondere Überlegung erfordert der Fall $\bar{Z}_2 = \infty$, der experimentell hinreichend gut durch eine $\lambda/4$ -Wassersäule (λ die Wellenlänge im Rohr) hinter der Scheibe oder durch eine große Masse, die das Rohrende dicht abschließt, verwirklicht werden kann. Dieser Spezialfall, der für die Absorbermeßtechnik von untergeordneter Bedeutung ist, kann hier außer Betracht bleiben.

Der Ausdruck für \bar{Z}_1 , den man aus den Gl. (3) bis (5) gewinnt, läßt sich auf die folgende für die numerische Diskussion gut geeignete Form bringen:

$$\bar{Z}_1 = \frac{jZ_m + \bar{Z}_2 [1 + a_1 (d/l) \psi(\xi)]}{1 + a_1 (d/l) \psi(\xi) + j(\bar{Z}_2/Z_1) a_2 \xi [\chi(\xi) + a_1 (d/l)]} \quad (6)$$

mit $Z_m = (S_1/S_m) \omega \rho_m d$,

$$a_1 = (S_s/S_m) \cdot (\rho_m/\rho), \quad a_2 = (S_s/S_1) \cdot (c'/c_s),$$

$$\psi(\xi) = \xi \cdot \cotg \xi, \quad \chi(\xi) = 2 \cdot \frac{1 - \cos \xi}{\xi \cdot \sin \xi},$$

$$\xi = k_s l = 2\pi l/\lambda_s.$$

Wenn ξ gegen Null geht ($l \ll \lambda_s$), gehen die Funktionen $\psi(\xi)$ und $\chi(\xi)$ gegen 1, und der Ausdruck für \bar{Z}_1 vereinfacht sich wesentlich.

Es liegt nahe, einen elektrischen Vierpol aufzusuchen, der dem akustischen durch Scheibenmasse und Ringspalt gegebenen Vierpol analog ist. Läßt man die Schalldrücke elektrischen Spannungen und die Schallflüsse elektrischen Strömen entsprechen und setzt man in den Gl. (3) bis (5) im einzelnen $p_1 = U_1$, $p_2 = U_2$, $S_1 v_1 = I_1$, $S_s v_{1s} = I'_1$, $S_s v_{2s} = I'_2$, $S_m v_m = I''$, $S_1 v_2 = I_2$, $Z_s/S_s = W_s$, $m/S_s^2 = L_m$, so nehmen die Gleichungen die Form bekannter Beziehungen zwischen elektrischen Größen an, und man wird auf das in der Abb. 7a dargestellte Ersatzschaltbild des Systems Scheibe mit Ringspalt geführt. Darin wird die Scheibenmasse durch die Induktivität L_m und der Ringspalt durch die elektrische Leitung der Länge l mit dem Wellenwiderstand W_s und der Phasengeschwindigkeit c_s ver-

treten. $\bar{W}_1 = \bar{Z}_1/S_1$ und $\bar{W}_2 = \bar{Z}_2/S_1$ sind Eingangs- und Ausgangswiderstand des Vierpols. Für den Eingangswiderstand \bar{W}_1 gilt eine der Gl. (6) entsprechende Beziehung.

Wenn die Länge $l \ll \lambda_s$ ist, geht der Vierpol der Abb. 7a in den der Abb. 7b über, d. h. die Leitung wird durch das Π -Glieder mit der Induktivität $L_s = (W_s/c_s) l = (1/S_s) \rho l$ und der Kapazität $C_s = 1/c_s W_s = S_s l/\rho c_s^2$ ersetzt. Dieses Glied entspricht der 2. Näherung der Gl. (3a) und (3b) in $\xi = k_s l$. L_s vertritt die Massenkompente, C_s die Federungskompente der Wassersäule im kurzen Ringspalt ($2\pi l/\lambda_s \ll 1$). Der kapazitive Widerstand $1/\omega C_s$ ist groß gegen den induktiven Widerstand ωL_s .

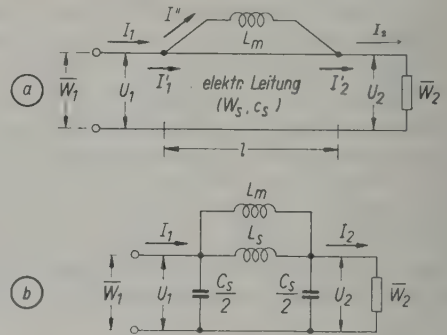


Abb. 7. Ersatzschaltbild für das System Eisenscheibe und Ringspalt

(a) bei beliebiger Spalthöhe l im praktisch in Frage kommenden Bereich,
(b) bei kleiner Spalthöhe l .

Zu der Eingangsimpedanz \bar{Z}_1 des Systems Eisenscheibe mit Ringspalt ist im Falle der Resonanzabsorberproben die Impedanz \bar{Z}_g des Gummischiebens mit den Hohlräumen parallel geschaltet zu denken (s. [5]). Die Gesamtimpedanz der Parallelschaltung von \bar{Z}_g und \bar{Z}_1 ist dann gleich der Eingangsimpedanz \bar{Z} der Absorberprobe, deren Reflexion durch \bar{Z} bestimmt ist.

d) Der Spezialfall des Luftabschlusses. Meßergebnisse

Im Falle des Luftabschlusses ist $\bar{Z}_2 = 0$, und man erhält aus der Gl. (6) für \bar{Z}_1 den Ausdruck

$$\bar{Z}_1 = \frac{jZ_m}{1 + a_1 (d/l) \psi(\xi)}. \quad (7)$$

Hier kann $l < d$ sein, nämlich dann, wenn die Scheibe nicht bis zur oberen Kante in das Wasser taucht. Wenn $l \ll \lambda_s/2\pi$ ist, also $\xi \ll 1$, kann man, wie erwähnt, $\psi(\xi) = 1$ setzen.

Resonanzabsorberproben mit dünnen Eisenscheiben, für die $\xi \ll 1$ ist, wurden stets voll eingetaucht, so daß noch $d = l$ war. Führt man die wirksame

Dicke d_{eff} ein, indem man $Z_1 = j \omega \rho_m d_{eff}$ setzt, erhält man aus Gl. (7) mit $d=l$ und $\psi(\xi)=1$ die Beziehung

$$\frac{d_{eff}}{d} = \frac{S_1/S_m}{1 + a_1} \quad (8)$$

Der Spalt wirkt in diesem Falle praktisch als reine zur Scheibe parallel geschaltete Masse, die die Dicke d scheinbar verkleinert. Die großen kapazitiven Widerstände im Ersatzschaltbild der Abb. 7b können außer acht bleiben. Bei diesen kleinen Eintauchtiefen hängt die Massen- oder Dickenänderung nicht von der Spalthöhe l ab.

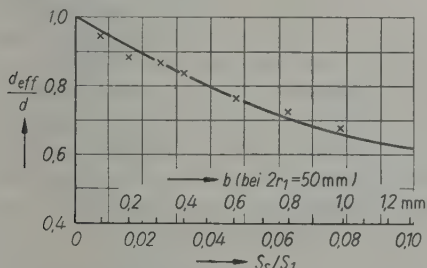


Abb. 8. Wirksame Dicke d_{eff} einer Eisenscheibe, bezogen auf die tatsächliche Dicke d , in Abhängigkeit von der Spaltbreite. Kurve berechnet nach Gl. (8). Meßpunkte gewonnen an einer 10 mm dicken Eisenscheibe.

In der Abb. 8 ist das Dickenverhältnis d_{eff}/d nach Gl. (8) für Eisenscheiben über dem Verhältnis S_s/S_1 und insbesondere für den Rohrdurchmesser von 50 mm über der Spaltbreite b aufgetragen. Die Meßpunkte stellen Mittelwerte von Meßergebnissen dar, die mit stehenden Wellen an einer Eisenscheibe von 10 mm Dicke bei mehreren tiefen Frequenzen

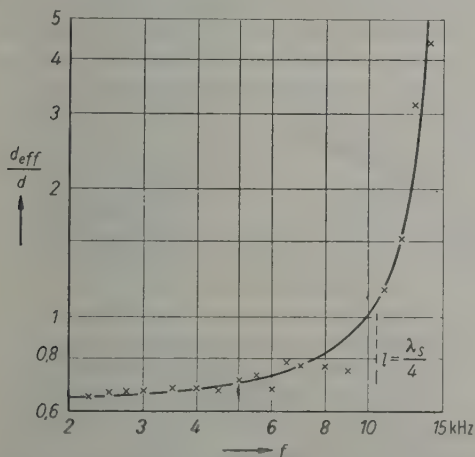


Abb. 9. Wirksame Dicke d_{eff} einer dicken Eisenscheibe, bezogen auf die tatsächliche Dicke $d=25$ mm, bei einer Spaltbreite $b=1$ mm in Abhängigkeit von der Frequenz f . Eintauchtiefe $l=d$; $h/r_1=0,6$, $c_s/c=0,71$. Kurve berechnet nach Gl. (9); \times : Meßpunkte.

gewonnen wurden. Die Abweichungen der Punkte von der berechneten Kurve liegen innerhalb der Meßfehlergrenzen.

Im allgemeinen Fall beliebig großer Werte ξ erhält man aus Gl. (7) die Beziehung

$$\frac{d_{eff}}{d} = \frac{S_1/S_m}{1 + a_1 2\pi l/\lambda_s \cdot \cotg 2\pi l/\lambda_s} \quad (9)$$

Abb. 9 diene als weiteres Beispiel für eine größere Anzahl von Messungen des wirksamen Massenwiderstandes von Eisenscheiben mit Hilfe stehender Wellen. In der Abbildung ist d_{eff}/d in Abhängigkeit von der Frequenz im Falle einer dicken Eisenscheibe aufgetragen. Oberhalb der Frequenz, bei der $l=\lambda_s/4$ ist, wächst die Eingangsimpedanz Z_1 und mit ihr d_{eff}/d schnell an. Die Meßpunkte liegen mit wenigen Ausnahmen, die größtenteils auf Eigenschwingungen des Meßrohres zurückzuführen sind, auf der nach Gl. (9) berechneten Kurve.

Für enge Spalte, bei denen $S_m=S_1$ gesetzt werden darf, wird $d_{eff} \approx d$, wenn man $l=\lambda_s/4$ macht; denn dann wird $\cotg 2\pi l/\lambda_s=0$ (siehe Gl. (9)). In diesem Falle ist die Eingangsimpedanz der Wassersäule im Spalt sehr groß und kann als Parallelimpedanz zur Massenimpedanz der Scheibe vernachlässigt werden (vgl. das Ersatzschaltbild der Abb. 7a).

Für $l=\lambda_s/2$ wird $Z_1=0$. Im Ersatzschaltbild der Abb. 7a schließt dann die Leitung die Induktivität L_m kurz. Dieser Kurzschlußeffect kann die Reflexionsfaktoren dicker Resonanzabsorberproben erheblich fälschen. Die Abb. 10 zeigt ein Meßbeispiel hierfür. Es wurde gewonnen in einem Impulsrohr von 50 mm lichter Weite und 10 mm Wandstärke; als Meßobjekt diente eine Probe mit einer 18 mm dicken Eisenscheibe von 49,6 mm Durchmesser. Bei der Spaltbreite $b=0,2$ mm und der Wandstärke $h=10$ mm ist $c_s \approx 0,55 \cdot 10^5$ cm/s (vgl. Abb. 6). Auf der linken Seite der Abb. 10 sind die Frequenzkurven des Reflexionsfaktors r bei verschiedenen Eintauchtiefen l der Eisenscheibe wiedergegeben, auf der rechten Seite ist r bei verschiedenen Frequenzen über l als Abszisse aufgetragen. Dort, wo $l=\lambda_s/2$ ist, zeigen die Kurven Maxima. An diesen Stellen ist Z_1 sehr klein ($Z_1=0$ nur bei ideal ungedämpfter Welle im Spalt) und schließt die Impedanz Z_g der Gummischiebe kurz, die Eingangsimpedanz Z der Absorberprobe wird klein und infolgedessen der Reflexionsfaktor r groß. Es ist besonders darauf hinzuweisen, daß die Frequenzkurven von r sich nur wenig mit der Eintauchtiefe ändern, solange l nicht zu nahe an $l=\lambda_s/2$ heranrückt.

e) Der Spezialfall des Wasserabschlusses

Im Falle des Wasserabschlusses, in dem $d=l$ ist, erhält man aus der Gl. (6) mit $Z_s=Z'= \rho c'$ für Z_1 den Ausdruck

$$\bar{Z}_1 = \frac{jZ_m + Z' [1 + a_1 \psi(\xi)]}{1 + a_1 \psi(\xi) + ja_2 \xi [\chi(\xi) + a_1]} \quad (10)$$

Die Eisendicken d der Resonanzabsorberproben, die bei Wasserabschluß verwendet wurden, lagen im Bereich 3...12 mm. Deshalb lag die obere Grenze der in Frage kommenden Werte $\xi = 2\pi d/\lambda_s$ in diesem Falle tiefer als bei Luftabschluß, und es war stets $d < \lambda_s/2$.

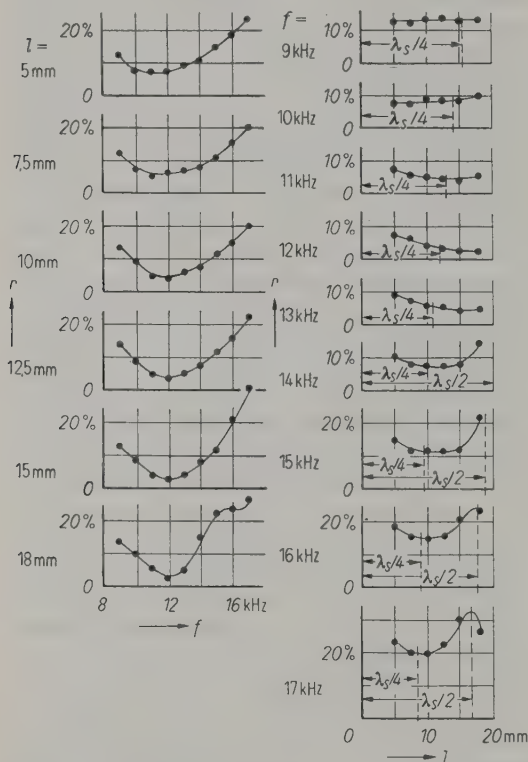


Abb. 10. Linke Seite: Frequenzkurven des Reflexionsfaktors einer Resonanzabsorberprobe mit der Eisendicke 18 mm bei Luftabschluß und verschiedenen Eintauchtiefen l der Scheibe.

Rechte Seite: Der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von l bei verschiedenen Frequenzen. Spaltbreite $b = 0,2$ mm; Wandstärke $h = 10$ mm; Rohrradius $r_1 = 25$ mm, $c_s = 0,55 \cdot 10^5$ cm/s.

Für dünne Eisenscheiben erhält man aus der Gl. (10), wenn man diese nach Potenzen von ξ entwickelt, in erster Näherung in ξ den Ausdruck

$$\bar{Z}_1 = \frac{jZ_m}{1 + a_1} (1 - a_2^2/a_1 - a_2^2) + Z' \quad (11)$$

und hieraus für die effektive Dicke die Beziehung

$$\frac{d_{\text{eff}}}{d} = \frac{S_1/S_m}{1 + a_1} (1 - a_2^2/a_1 - a_2^2). \quad (12)$$

Dieses Dickenverhältnis unterscheidet sich von dem bei Luftabschluß (siehe Gl. (8)) durch den Faktor in der Klammer. Drückt man in dieser die Korrektur-

terglieder, die nicht von d abhängen, durch Größen des Ersatzschaltbildes (Abb. 7a) aus, erkennt man die Bedeutung des Unterschiedes. Es ist nämlich $a_2^2/a_1 = \omega C_s \cdot W'^2/\omega L_m$ und $a_2 = W'/W_s$, $W' = Z'/S_1$. Man darf danach im Ersatzschaltbild der Abb. 7b den kapazitiven Widerstand $1/\omega C_s$ hier nicht ohne weiteres außer acht lassen; überdies geht das Verhältnis der Wellenwiderstände W' und W_s , das bei Luftabschluß gleich Null ist, in die Korrektur ein. Die numerische Abschätzung ergibt jedoch, daß für Eisenscheiben bei der Spaltbreite $b = 0,2$ mm in Rohren von 50 mm lichter Weite und Wandstärken $h \geq 10$ mm die Summe der beiden Korrekturglieder in der Klammer kleiner als 0,02 ist. Das Dickenverhältnis d_{eff}/d ist also bei dünnen Scheiben für Luft- und Wasserabschluß sehr nahe das gleiche.

Wenn die Scheibendicke nicht mehr genügend klein gegen die Wellenlänge im Spalt ist, ändert sich mit wachsendem $\xi = 2\pi d/\lambda_s$ nicht nur die Verhältniszahl d_{eff}/d , sondern auch der Abschlußwiderstand Z' der Probe wird durch den Spalteinfluß scheinbar modifiziert. In diesem allgemeinen Fall kann man die Eingangsimpedanz in der Form $\bar{Z}_1 = j\omega \rho_m \cdot d_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}$ darstellen. Die effektive Dicke d_{eff} und der effektive Abschlußwiderstand Z_{eff} (reell) sind an Hand der Gl. (10) zu errechnen. Wenn ξ gegen Null geht, nähert sich d_{eff}/d dem Wert der Gl. (12) und Z_{eff}/Z' dem Werte 1.

Aus der Abb. 11 ist der berechnete Verlauf beider Verhältniszahlen mit ξ zu ersehen, wieder für Eisenscheiben, $b = 0,2$ mm und die oben angenommenen Rohrabmessungen. Die Werte d_{eff}/d liegen innerhalb des schraffierten Bereichs der Kurven (a) auf der linken Seite der Abb. 11. Die beiden Grenzkurven gelten für die Schallgeschwindigkeiten im

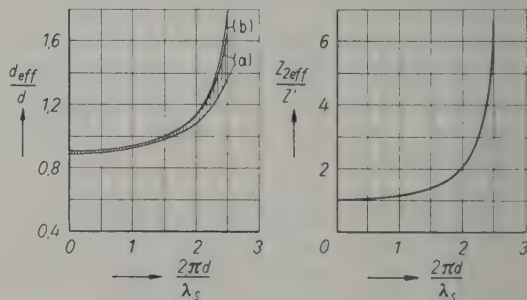


Abb. 11. Linke Seite: Wirksame Dicke d_{eff} einer Eisenscheibe, bezogen auf die tatsächliche Dicke d , in Abhängigkeit von $\xi = 2\pi d/\lambda_s$ bei der Spaltbreite $b = 0,2$ mm, theoretischer Verlauf. Kurven (a): Grenzkurven des Bereichs von d_{eff}/d bei Wasserabschluß, entsprechend den Grenzen des Bereichs $0,5 \cdot 10^5$ cm/s $< c_s < 1,0 \cdot 10^5$ cm/s; Kurve (b): Verlauf bei Luftabschluß für $d = l$.

Rechte Seite: Theoretischer Verlauf des wirkamen Abschlußwiderstandes Z_{eff} , bezogen auf den Wellenwiderstand Z' im Rohr, in Abhängigkeit von ξ bei Wasserabschluß.

Spalt $c_s = 0,5 \cdot 10^5$ und $1,0 \cdot 10^5$ cm/s; zwischen diesen beiden Werten liegt c_s für Rohre mit den praktisch in Frage kommenden Wandstärken oberhalb $h = 10$ mm. Zum Vergleich ist als Kurve (b) die für $d = l$ nach Gl. (9) berechnete Kurve für Luftabschluß mit eingetragen. Je größer h wird, um so näher rückt die Kurve für Wasserabschluß an die für Luftabschluß heran. Auf der rechten Seite der Abb. 11 ist Z_{eff}/Z' als Funktion von ξ dargestellt. Die Grenzkurven entsprechen denen für den Bereich von d_{eff}/d .

Der Verlauf von d_{eff}/d für Wasserabschluß unterscheidet sich bei den in diesem Fall in Frage kommenden Dicken d (siehe oben) nur unwesentlich vom Verlauf für Luftabschluß. Bei Rohren mit 25 mm dicken Wänden bleibt ξ unterhalb 17 kHz kleiner als 2, also d genügend weit unter $\lambda_s/2$, so daß der „Kurzschluß“ durch den Spalt nicht eintritt. Z_{eff}/Z' ist bis $\xi = 1$ nahe gleich 1 und steigt oberhalb $\xi = 1$ mit wachsendem ξ schnell an, überschreitet aber im Bereich $\xi < 2$ nicht den Wert $Z_{\text{eff}}/Z' = 2$.

f) Folgerungen für die Meßtechnik

Weil große Spaltbreiten b eine erhebliche scheinbare Verkleinerung der Scheibenmasse zur Folge haben (vgl. Abb. 8), wurde beim letzten Stande der Impulsrohr-Meßtechnik b möglichst klein gemacht. Zur Schaffung definierter Verhältnisse wurde $b = 0,2$ mm festgesetzt. Nach den obigen Befunden ist dann für dünne Scheiben, und zwar für

$$\xi = 2\pi d/\lambda_s < 1,$$

bei Luft- und Wasserabschluß die effektive Dicke $d_{\text{eff}} \approx 0,9 \cdot d$ (vgl. Abb. 11). Die Bedingung $\xi < 1$ war bei den Impulsrohren mit 25 mm Wandstärke, die beim letzten Entwicklungsstande vorwiegend benutzt wurden, im Frequenzbereich unterhalb 17 kHz für $d < 7$ mm erfüllt. Deshalb wurde bei Eisenscheiben mit Dicken von 6 mm und weniger die tatsächliche Dicke d 10% größer als die Solldicke gewählt, die gleich d_{eff} ist.

Dicke Eisenscheiben ($d \geq 12$ mm), die im Falle des Luftabschlusses vorkamen, wurden bei Routinemessungen 12 mm tief eingetaucht. Bei den Rohren mit 25 mm Wandstärke war dann $d_{\text{eff}} = d$ ($l = \lambda_s/4$) in der Nähe der oberen Grenze des interessierenden Frequenzbereichs, und Fehler durch den Spaltkurzschluß ($l = \lambda_s/2$) wurden vermieden. Abweichungen der Solldicke von der tatsächlichen Dicke d bei den tiefen Frequenzen des Bereichs konnten bei den Routinemessungen in Kauf genommen werden. Das gilt auch im Falle des Wasserabschlusses für die dabei vorkommenden dicksten Scheiben ($d = 12$ mm); desgleichen ist in diesem Falle die scheinbare Vergrößerung von Z' bei hohen Frequenzen des Bereichs unerheblich.

Die quantitative Abschätzung des Fehlers Δr des Reflexionsfaktors \bar{r} in Abhängigkeit von dem durch den Spalt bewirkten Fehler der Scheibenimpedanz \bar{Z}_1 bestätigt, daß die Beträge $|\Delta r|$ in den hier interessierenden Fällen klein sind, wenn man die oben besprochenen Maßnahmen trifft. Die Solldicken der Eisenscheiben, die in der Resonanzabsorberentwicklung [5] hauptsächlich vorkamen, betrugen 3, 4, 5, 6, 12 und 18 mm. Für sie liefert im einzelnen die Abschätzung der Fehlerbeträge $|\Delta r|$ im Falle kleiner Reflexionsfaktoren r , die in der Praxis vor allem interessierten, die folgenden Ergebnisse:

Bei Proben mit dünnen Eisenscheiben der Solldicken $3 \cdot \cdot \cdot 6$ mm, also den tatsächlichen Dicken 3,3, 4,4, 5,5 und 6,6 mm, ist der Fehler bei Luft- und Wasserabschluß überall unmerklich ($|\Delta r| < 0,01$).

Bei den Proben mit 12 mm dicken Eisenscheiben, die bei Luft- und Wasserabschluß gemessen wurden, und den Proben mit 18 mm dicken Scheiben, für die nur Luftabschluß (Eintauchtiefe 12 mm) in Frage kam, sind die Fehlerbeträge $|\Delta r|$ die gleichen. Die Reflexionszahlen sind in diesen Fällen großer Abschlußmassen verhältnismäßig unempfindlich gegenüber Änderungen der Dicke d , und der Wellenwiderstand Z' und dessen scheinbare Vergrößerung bei hohen Frequenzen spielen keine Rolle ($Z_{\text{eff}} \ll \omega \rho_m d_{\text{eff}}$). Bei der Frequenz $f = 17$ kHz ist der Fehler Δr unmerklich klein; bei $f = 10$ kHz bleibt der Betrag $|\Delta r|$ in jedem Falle, auch bei großen Reflexionsfaktoren \bar{r} , unter 0,003, bei kleinen \bar{r} unter 0,01. Auch noch bei $f = 5$ kHz ist in jedem Falle $|\Delta r|$ kleiner als 0,10 und bei kleinen \bar{r} kleiner als 0,025.

Der durch den Ringspalt bewirkte Fehler bei der Messung des Reflexionsfaktors ließ sich also in allen in der Praxis interessierenden Fällen durch einfache Maßnahmen praktisch weitgehend eliminieren. Bei noch höheren Ansprüchen an die Genauigkeit mußte bei allen Meßfrequenzen d_{eff} berechnet oder im Falle des Luftabschlusses, soweit möglich, $l = \lambda_s/4$ gewählt werden.

(Eingegangen am 30. Mai 1953.)

Schrifttum

- [1] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Bd. III. Wellentheoretische Raumakustik. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950, Kap. 3 u. 4.
- [2] BERANEK, L., Acoustic measurements. J. Wiley & Sons, New York 1949, Kap. 7.
- [3] ZWIKKER, C. und KOSTEN, C.W., Sound absorbing materials. Elsevier Publ. Comp., New York 1949, Kap. V.
- [4] MEYER, E. u. TAMM, K., Acustica **2** [1952], Beiheft 2, AB 91.
- [5] MEYER, E. u. OBERST, H., Acustica **2** [1952], Beiheft 3, AB 149.
- [6] TAMM, K., Akust. Z. **6** [1941], 16.
- [7] KUHL, W., Acustica **3** [1953], Beiheft 1, 111.
- [8] KUHL, W., Acustica **2** [1952], Beiheft 3, AB 140.

ÜBER DIE AKUSTISCHEN EIGENSCHAFTEN VON GASBLASENSCHLEIERN IN WASSER

Von E. MEYER und E. SKUDRZYK

Zusammenfassung

Auf Grund der bekannten Schwingungseigenschaften pulsierender Gasblasen in Wasser (Eigenfrequenz und Dämpfung) werden Formeln für die komplexe Kompressibilität und damit für die Phasengeschwindigkeit und Ausbreitungsdämpfung von Schallwellen in einem Gasblasen-Wassergemisch hergeleitet. Numerische Rechnungen werden für zwei Spezialfälle, für ein Gasblasengemisch einheitlicher Blasengröße und für ein Gasblasengemisch mit kontinuierlicher Verteilung der Blasengrößen bei gleicher Volumenkonzentration, ausgeführt.

Zur experimentellen Bestätigung werden in einem großen Wassertank Wasser-Gasblasengemische nach verschiedenen Verfahren hergestellt: durch Ausströmen von Luft aus einer porösen Platte, durch Elektrolyse und durch Ansaugen von Luft an einer Unterdruckstelle eines Pumpenaggregates. In diesen Gemischen werden die Phasengeschwindigkeit und die Schalldämpfung innerhalb eines großen Frequenzbereiches gemessen. Die erhaltenen Resultate sind in so guter Übereinstimmung mit der Theorie, als sich auf diesem Gebiet erwarten läßt.

Summary

On the basis of the known properties of pulsating gas bubbles in water (resonance-frequencies and damping factors) formulae are derived for the complex compressibility and therewith for the phase velocity and attenuation of sound waves in water containing gas bubbles. Numerical computations are made for two cases: for a bubble mixture of constant bubble size and of one with a continuous distribution of bubble size with equal volume concentration.

In a big tank bubble-water mixtures were produced in three different ways: by pressing air through porous plates, by electrolysis, and by means of a pumping device. In these mixtures of bubbles and water phase velocity and sound attenuation were measured in a wide frequency range. The results agree as well with theory as can be expected.

Sommaire

On a établi, à partir des propriétés connues des bulles de gaz pulsantes dans l'eau (fréquence propre et amortissement), des formules donnant leur compressibilité complexe, donc la vitesse de phase et l'affaiblissement d'ondes sonores dans de l'eau contenant des bulles de gaz en suspension. L'application numérique de ces formules a été faite aux deux cas particuliers suivants: bulles de même grosseur, bulles avec distribution continue de leurs grosseurs, la concentration en volume des bulles étant la même dans les deux cas.

Pour vérifier expérimentalement les formules, on a produit, par différents procédés, des bulles dans une grande cuve remplie d'eau: en soufflant de l'air à travers une plaque poreuse, par électrolyse, ou en aspirant de l'air grâce à la dépression produite par un groupe de pompage. On a mesuré, dans ces différents cas, la vitesse de phase et l'affaiblissement des ondes sonores dans une gamme étendue de fréquences. Les résultats obtenus ont été en aussi bon accord avec la théorie qu'on pouvait l'espérer dans une étude de ce genre.

Einleitung

In den Jahren 1939 bis 1941 wurden im Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg im Zusammenhang mit Untersuchungen über Schallschluckstoffe für Wasserschall auch Absorptions- und Geschwindigkeitsmessungen an Gasblasenschleiern in Wasser ausgeführt. Da manche der dabei erhaltenen Resultate durch spätere Veröffentlichungen noch nicht überholt sind, wird im folgenden kurz darüber berichtet.

1. Das mechanisch-akustische Verhalten eines Bläschens

In den beiden letzten Jahrzehnten beschäftigten sich eine Reihe von Arbeiten mit den Eigenschaften

von Gasbläschen in Wasser. Sie führten u. a. zum Ergebnis, daß jedes Bläschen einen Resonator darstellt, dessen mitschwingende Mediummasse M , dessen Federung F und dessen Resonanzfrequenz f_0 (bzw. ω_0) gegeben sind durch [1]:

$$M = \sigma \rho R, \quad F = R^3 (3\sigma \rho_g c_g^2), \quad \omega_0 = 1/\sqrt{MF} = 1/3 \rho_g c_g^2 / \sigma R^2 \quad (1)$$

mit

$\sigma = 4\pi R^2$ -Bläschenoberfläche,

R = Bläschenradius,

ρ_g, c_g = Dichte und Schallgeschwindigkeit des im Bläschen enthaltenen Gases,

ρ, c = Dichte und Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit.

Für Luftblasen in Wasser erhält man durch Einsetzen der entsprechenden Zahlenwerte in die letzte

der obigen Gleichungen die Beziehung:

$$f_0 R = 326 \text{ Hz} \cdot \text{cm}. \quad (2)$$

Die Verluste faßt man zweckmäßig im Verlustfaktor zusammen, der durch das Verhältnis des Widerstandes zum Federungswiderstand gegeben ist. Für den thermischen Anteil gilt der folgende Näherungsausdruck [2]:

$$\eta_{th} = \frac{3(x-1)f_0}{2\sqrt{\omega/2a(Rf_0)}} = 4,45 \cdot 10^{-4} f_0 / \sqrt{f}; \quad (3)$$

x = Verhältnis der spezifischen Wärmen des im Bläschen eingeschlossenen Gases,

a = Temperaturleitzahl,

f = Frequenz.

Der Zahlenwert in der letzten Gleichung und in den folgenden Formeln bezieht sich immer auf Luftbläschen in Wasser. Der Strahlungsanteil des Verlustfaktors für ein einzelnes, im freien Medium pulsierendes Bläschen ist gegeben durch [3]:

$$\eta_{st} = R_s \omega F = \sigma \rho c k^2 R^2 \omega R / (3 \sigma \rho c_g^2) \quad (4)$$

$$= 0,0144 f^3 / f_0^3;$$

mit

$R_s = \sigma \rho c k^2 R^2$ = Strahlungswiderstand des Bläschens,

$k = \omega/c$ = Wellenzahl.

Er hängt also nicht nur von der Größe, bzw. der Resonanzfrequenz des Bläschens, sondern auch von der Meßfrequenz ab. Handelt es sich nicht um einzelne Gasblasen, sondern um Gasblasenschleier, so sind wegen der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Bläschen allerdings die Verhältnisse verwickelter. Befinden sich mehrere Bläschen in Abständen von weniger als einer Viertelwellenlänge, so beeinflussen sich ihre Schwingungen gegenseitig; wären beispielsweise zwei Bläschen vorhanden, so leistete jedes von ihnen gegen den Schalldruck des anderen die gleiche Arbeit wie gegen den eigenen, so daß sich die Strahlungsdämpfung verdoppelte. Bei flächenhaft verteilten Bläschenschleiern kann der Strahlungswiderstand der Bläschen sogar den Wert des Wellenwiderstandes der Luft erreichen. Wenn nämlich die Bläschen einander genügend nahe liegen, werden die Wellenfronten des resultierenden Streuschallfeldes schon in geringer Entfernung eben. Allerdings spielt die Phase der Bläschen-schwingung und die Homogenität des Schleiers eine entscheidende Rolle. Hätten sämtliche Bläschen exakt die gleiche Resonanzfrequenz und wären sie gleichmäßig auf das Medium verteilt, so wäre keinerlei Strahlungsdämpfung zu erwarten. Die Bläschen würden dann lediglich auf den Wellenwiderstand des Mediums Einfluß nehmen, denn in diesem Fall bestünde das Streuschallfeld aus einem Wellenfeld, das, abgesehen von der unmittelbaren Umgebung der Bläschen, den gleichen örtlichen Verlauf hätte

wie das primäre Schallfeld und sich lediglich diesem überlagerte; Strahlungsverluste im Sinne einer Energiezerstreuung könnten nicht eintreten. Die Größe der Strahlungsdämpfung der Bläschen hängt demnach von der Homogenität und Dichte der Bläschen-schleier und zu einem gewissen Grad auch von der Bündelung der primären Schallstrahlung ab; der Strahlungswiderstand läßt sich daher nur schwer berechnen.

Den folgenden Abschätzungen wurde der Einfachheit wegen eine in den ersten Messungen von E. MEYER und K. TAMM [3] ermittelte Faustformel zugrunde gelegt:

$$\eta = \eta_{th} + \eta_{st} = 11 \cdot 10^{-6} f_0. \quad (5)$$

Die sich nach dieser Formel ergebende Dämpfung ist wesentlich größer, als sich späterhin bei genaueren Messungen für Einzelbläschen herausstellte [4], [5]. CARSTENSEN und FOLDV [6] fanden in Gasblasenschleiern einen ähnlichen Dämpfungsverlauf. Einen Nachteil bedeutet es zweifellos, daß der obige Ausdruck den Verlustfaktor der Bläschen bei vorgegebener Resonanzfrequenz frequenzunabhängig darstellt, so daß bei größeren Abweichungen der Meßfrequenz von der Resonanzfrequenz der Bläschen Unstimmigkeiten zu erwarten sind. Da aber im wesentlichen doch nur das Verhalten der Bläschen in der Umgebung ihrer Resonanzfrequenz von Interesse ist, wiegt dieser Mangel nicht allzu schwer.

Die dynamische Kompressibilität des Bläschens folgt aus seiner mechanisch-akustischen Impedanz. Identifizieren wir seine Oberfläche mit der eines Strahlers nullter Ordnung, so ist die Strahlungs-impedanz dieses Kugelstrahlers:

$$\bar{Z}_s = \sigma \rho c k^2 R^2 + j \omega \sigma \rho R = R_s + j \omega M. \quad (6)$$

Zum Strahlungswiderstand R_s tritt noch der thermische Verlustwiderstand R_{th} (Gl. (3)). Die mechanisch-akustische Impedanz des Bläschens setzt sich aus der akustischen Impedanz seiner Oberfläche und dem durch Gl. (1) festgelegten Federungswiderstand $1/\omega F$ zusammen. Wird die auf die Bläschenoberfläche wirkende Kraft durch die gesamte mechanisch-akustische Impedanz dividiert, so ergibt sich die Geschwindigkeitsamplitude der Bläschenoberfläche. Die Elongationsamplitude des Bläschenradius beträgt dann für Luftbläschen in Wasser:

$$\Delta \bar{R} = \frac{\sigma \bar{p}}{j \omega [Z_s + (1/j \omega F)]} = \frac{\sigma \bar{p}}{j \omega [R_s + j \omega M + (1/j \omega F)]}$$

$$= \frac{\sigma \bar{p}}{\omega^2 M \left(1 - \frac{1}{\omega^2 M F} - \frac{j R_s}{\omega_0 M} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (7)$$

$$= \frac{3}{4 \pi^2 \sigma \rho (R f_0)^2} \cdot \frac{\tau \bar{p}}{1 - \Omega^2 + j \eta \Omega} = \frac{g \tau \bar{p}}{\sigma (1 - \Omega^2 + j \eta \Omega)}$$

mit:

$$\tau = \frac{4}{3} \pi R^3 = \text{Luftvolumen eines Bläschens,}$$

$$R_g = R_{st} + R_{rh} = \text{gesamter Verlustwiderstand,}$$

$$\Omega = \omega / \omega_0,$$

$$\gamma = R_g / \omega_0 M,$$

$$g = \frac{3}{4\pi^2 \rho (Rf_0)^2} = 7 \cdot 10^{-7}.$$

Die durch den Druck \bar{p} hervorgerufene Volumenverminderung $\Delta\tau$ eines Bläschens ist demnach gegeben durch:

$$\Delta\tau = \sigma \Delta R = \frac{g\tau\bar{p}}{1 - \Omega^2 + j\gamma\Omega}. \quad (8)$$

2. Die Kompressibilität eines Wasser-Gasblasengemisches

Das mechanisch-akustische Verhalten eines bläschenhaltigen Mediums ist durch seine Kompressibilität bestimmt; sie setzt sich aus der der Flüssigkeit,

$$F_F = 1/\rho c^2, \quad (9)$$

und der der Bläschen zusammen. Wenn die Flüssigkeit N Bläschen je cm^3 des Gesamtvolumens $\tau_N = N\tau$ enthält und $\tau_N \ll 1$ ist, beträgt die Kompressibilität des Gemisches:

$$\bar{K} = \frac{1}{\rho c_0^2} + \frac{g\tau_N}{1 - \Omega^2 + j\gamma\Omega} = a - jb; \quad (10)$$

sie ist komplex und frequenzabhängig. Für die komplexe Schallgeschwindigkeit folgt der Ausdruck:

$$\bar{c} = \frac{1}{\sqrt{\rho \bar{K}}} = \frac{1}{\sqrt{\rho(a - jb)}}; \quad (11)$$

Phasengeschwindigkeit c_{ph} und Dämpfung α der Schallwellen sind, wie man durch Einsetzen in den Ausbreitungsexponenten leicht nachweist, gegeben durch:

$$c_{ph} = 1/\text{Re}(1/\bar{c}) = \sqrt{\frac{2}{\rho a(1 + \sqrt{1 + b^2/a^2})}} \text{ cm/s,} \quad (12)$$

$$\alpha = 8,68 \text{ Im}(2\pi f/\bar{c}) = 38,5f\sqrt{\rho a}\sqrt{\sqrt{1 + b^2/a^2} - 1} \text{ dB/cm,} \quad (13)$$

wenn alle Größen im cgs-System eingesetzt werden.

3. Phasengeschwindigkeit und Schalldämpfung bei geringem Gasgehalt

Bei geringem Gasgehalt kann die Wurzel aus der Kompressibilität durch Reihenentwicklung ausgewertet und die Reihe nach den in τ_N linearen Gliedern abgebrochen werden:

$$\frac{1}{c} = \sqrt{\rho \bar{K}} = \frac{1}{c_0} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{g\rho c_0^2 \tau_N}{1 - \Omega^2 + j\gamma\Omega} \right). \quad (14)$$

Im Rahmen dieser Näherung ist der Einfluß der Bläschen auf die komplexe Schallgeschwindigkeit ihrem Volumen τ_N direkt proportional. Wir haben dann drei Fälle zu unterscheiden:

$$a) \quad \Omega = \omega / \omega_0 = 1:$$

Die Frequenz ist gleich der Resonanzfrequenz der Bläschen; die Schallgeschwindigkeit bleibt bis auf die Größen zweiter Ordnung in τ_N konstant und gleich der der Flüssigkeit:

$$c_{ph} = 1/\text{Re}(1/\bar{c}) = c_0. \quad (15)$$

$$\text{Die Dämpfung} \quad (16)$$

$$\alpha = \text{Im}(2\pi f_0/\bar{c}) = \frac{\rho c_0 g \tau_N f_0}{\gamma} = 2,85 \cdot 10^4 \tau_N \text{ Neper/cm} \\ = 2,5 \cdot 10^5 \tau_N \text{ dB/cm}$$

ist nur vom Gasvolumen, nicht aber von der Bläschengröße abhängig. Für einen Gasgehalt von 10^{-6} , wie er in der Nähe der Meeresoberfläche bei bewegter See oft festgestellt wird, würde sie bei einheitlicher Bläschengröße 25 dB/m ausmachen. Im freien Wasser treten allerdings derartige Absorptionswerte höchstens für sehr kleine Resonanzbläschen, d. h. bei hohen Frequenzen auf, da größere Bläschen rasch hochsteigen.

$$b) \quad \Omega = \omega / \omega_0 \ll 1:$$

Die Frequenz liegt unterhalb der Resonanzfrequenz der Bläschen. In diesem Fall ist $1/\Omega$ groß gegenüber Eins, und das Ergebnis lautet:

$$c_{ph} = 1/\text{Re}(1/\bar{c}) = c_0 \left(1 - \frac{g\rho c_0^2 \tau_N}{2} \right) = c_0 (1 - 7,3 \cdot 10^3 \tau_N), \quad (17)$$

$$\alpha = \text{Im}(2\pi f/\bar{c}) = \pi \rho c_0 g \gamma \tau_N f^2 / f_0 \\ = 3,6 \cdot 10^{-6} \tau_N f^2 \text{ Neper/cm} \quad (18) \\ = 31,2 \cdot 10^{-6} \tau_N f^2 \text{ dB/cm.}$$

Die Schallgeschwindigkeit nimmt proportional dem Gasgehalt ab und ist von der Frequenz unabhängig, während die Dämpfung proportional dem Quadrat der Frequenz und dem Gasgehalt ansteigt. Töne tieferer Frequenz werden daher durch kleine Gasblasen nur wenig gedämpft.

$$c) \quad \Omega = \omega / \omega_0 \gg 1:$$

Die Meßfrequenz liegt oberhalb der Resonanzfrequenz der Bläschen. Für Schallgeschwindigkeit und Dämpfung ergeben sich die folgenden Ausdrücke:

$$c_{ph} = c_0 (1 + \frac{1}{2} \rho c_0^2 g \tau_N f_0^2 / f^2) = c_0 (1 + 7,3 \cdot 10^3 \tau_N f_0^2 / f^2), \quad (19)$$

$$\alpha = \pi \rho c_0 g \gamma \tau_N f_0^3 / f^2 = 3,6 \cdot 10^{-6} \tau_N f_0^4 / f^2 \text{ Neper/cm} \\ = 31,2 \cdot 10^{-6} \tau_N f_0^4 / f^2 \text{ dB/cm.} \quad (20)$$

Hier ist die Phasengeschwindigkeit sogar größer als die Schallgeschwindigkeit in der homogenen Flüssig-

keit; die Gasbläschen werden oberhalb ihrer Resonanzfrequenz gegenphasig zum Schalldruck erregt; die resultierende Kompressibilität wird daher kleiner und die Schallgeschwindigkeit entsprechend größer. Die Dämpfung nimmt quadratisch mit der Frequenz ab. Infolge der Unsicherheit des Frequenzganges des Verlustfaktors müssen allerdings die Aussagen über die Frequenzabhängigkeit von Schallgeschwindigkeit und Dämpfung nur als grobe, nicht immer zuverlässige Näherung gelten; größenordnungsmäßig dagegen dürften die Verhältnisse ganz gut wiedergegeben werden.

4. Phasengeschwindigkeit und Schalldämpfung bei großem Gasblasengehalt

Bei großem Gasgehalt muß von den Formeln (12) und (13) ausgegangen werden, wobei in den Frequenzbereichen, in denen α oder b klein ist, Reihenentwicklungen vorgenommen werden können. Auf diese Weise wurden der Dämpfungsverlauf und die Schallgeschwindigkeit für ein Wasser-Gasblasengemisch für 12 bzw. 10 kHz-Bläschen und für verschiedenen Gasgehalt in Abhängigkeit von der Frequenz berechnet. Abb. 1 stellt die Schalldämpfung in dB/cm in Abhängigkeit von der Frequenz für Werte des

Gasgehaltes zwischen 10^{-6} und etwa 10^{-2} cm³ Luft je cm³ Wasser dar. Wie zu erwarten, tritt die stärkste Dämpfung bei der Resonanzfrequenz 12 kHz auf. Die Kurven sind für kleinen Gasgehalt symmetrisch, für großen dagegen unsymmetrisch, es werden dann auch die höheren Frequenzen stärker absorbiert. Als maximale Dämpfung ergeben sich 0,3 dB/cm bei 10^{-6} Gasgehalt und 95 dB/cm bei 10^{-2} Gasgehalt.

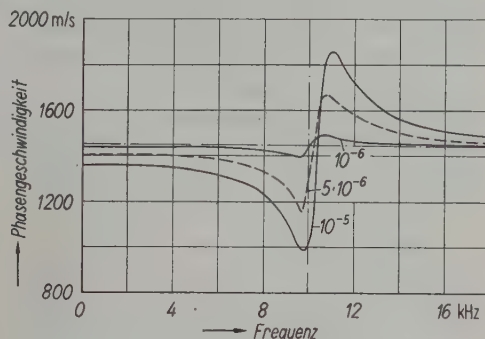


Abb. 2. Phasengeschwindigkeit eines Wasser-Gasblasengemisches einheitlicher Gasblasengröße (Resonanzfrequenz 10 kHz) in Abhängigkeit von der Frequenz; Parameter: Gasgehalt.

Abb. 2 stellt für drei Konzentrationen (10^{-6} , $5 \cdot 10^{-6}$ und 10^{-5}) die Phasengeschwindigkeit des Gasblasen-Wassergemisches mit Gasblasen der Eigenfrequenz 10 kHz dar. Das Ergebnis ist eine Dispersionskurve, deren Schnittpunkt mit der Abszissenachse sich mit zunehmender Blasenkonzentration nach höheren Frequenzen verschiebt. Als Normalgeschwindigkeit wird $c_0 = 1450$ m/s vorausgesetzt.

5. Gemische verschieden großer Blasen

Wenn die Durchmesser der Gasblasen über einen bestimmten Bereich verteilt sind, muß die Kompressibilität über die einzelnen Blasengrößen summiert werden. Ein einfacher Fall, der für bestimmte Stromstärken bei der Elektrolyse aufzutreten scheint, ist folgender: Die Resonanzfrequenzen sämtlicher Bläschen liegen zwischen den Grenzen f_1 und f_2 . In diesem Bereich ist ihre Volumenkonzentration konstant:

$$d\tau(f_0) = \tau_0 df_0 \quad \text{für } f_1 < f_0 < f_2, \quad \tau_0 = \text{konst.}, \quad (21)$$

$$d\tau(f_0) = 0 \quad \text{für } f_0 < f_1 \text{ und } f_0 > f_2.$$

So ergibt sich für die Kompressibilität:

$$\bar{K} = \frac{1}{\rho c_0^2} + g f \tau_0 \int_{z_1}^{z_2} \frac{z^2}{z^2 - 1 + j \eta z} dz \quad (22)$$

mit $z = 1/\Omega$.

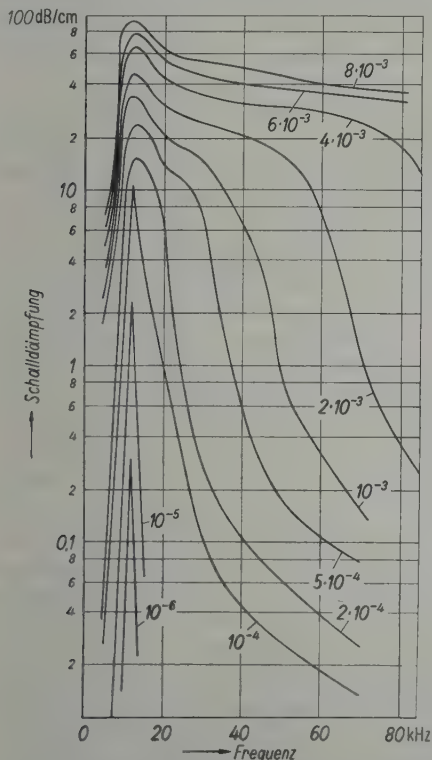


Abb. 1. Schalldämpfung eines Wasser-Gasblasengemisches für Gasblasen einheitlicher Größe (Resonanzfrequenz 12 kHz) in Abhängigkeit von der Frequenz. Parameter: Gasgehalt.

Abb. 3 zeigt den unter den angegebenen Bedingungen berechneten Verlauf der Schalldämpfung in dB/cm in Abhängigkeit von der Frequenz. Es wird angenommen, daß die Grenzfrequenzen 10 und 100 kHz sind, daß also größere Blasen als 0,66 mm und kleinere als 0,066 mm nicht vorkommen. Die Annahme einer volumengleichen Verteilung bedeutet, daß sehr wenige große Blasen, aber sehr viele kleine vorhanden sind. Die Kurve in Abb. 3 gilt für kleine Konzentrationen, so daß die Schalldämpfung der Konzentration direkt proportional ist. Wie zu erwarten, ist der Kurvenverlauf ein wesentlich anderer als im Falle eines Gemisches gleich großer Blasen; lediglich der quadratische Anstieg für tiefe Töne bleibt bestehen.

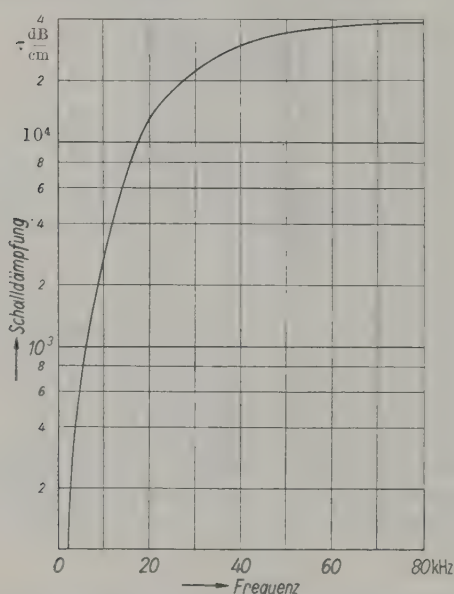


Abb. 3. Schalldämpfung eines Wasser-Gasblasengemisches mit verschiedenen Blasengrößen.
 $\tau(f_0) = \text{konst}$ für $10 \text{ kHz} < f_0 < 100 \text{ kHz}$,
 $\tau(f_0) = 0$ für $f_0 < 10 \text{ kHz}$ und $f_0 > 100 \text{ kHz}$.

Hinsichtlich der Schallgeschwindigkeit ergibt die Rechnung eine Erniedrigung, die praktisch im ganzen Frequenzbereich konstant bleibt. Zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen der Abb. 8 wurde eine theoretische Kurve eingetragen.

6. Messung der Schallgeschwindigkeit und Dämpfung von Bläsenschleiern

Zur Überprüfung der Theorie wurde in einem großen Seewassertank der ehemaligen Marineversuchsstelle Pelzerhaken bei Neustadt/Holstein ($20 \times 20 \times 4 \text{ m}^3$) eine Reihe von Messungen nach dem Ausbreitungsverfahren durchgeführt; die Länge der eigentlichen Meßstrecke betrug $1 \dots 2 \text{ m}$. Als Sender und Empfänger dienten mit Heulfrequenzen betriebene

Seignettesalzschwinger. Während das Mikrofon mit konstanter Geschwindigkeit längs der Meßstrecke bewegt wurde, registrierte ein Neumannscher Pegelschreiber den Schalldruck. Bei der Schallgeschwindigkeitsmessung wurde die Mikrophonspannung mit Hilfe eines Neumannschen Pegelschreibers auf einen konstanten Wert reguliert (die Gitterspannung seiner beiden ersten Verstärkerröhren ist wegen der automatischen Regelung praktisch unabhängig von der Eingangsspannung) und dieser Spannung ein gleich großer Anteil der Senderspannung überlagert. Aus dem Abstand der Minima folgt die Größe der Wellenlänge und damit die Phasengeschwindigkeit.

Die Gasblasen wurden auf verschiedene Weise erzeugt:

a) Durch Elektrolyse. Ein horizontal liegender Kupferdrahtrost oder ein horizontal liegendes, dünnes, verzinktes Eisenblech diente als Kathode, an der Wasserstoff¹ entwickelt wurde. Die Anode befand sich in großer Entfernung. Die 2 mm starken und 90 cm langen Kupferdrähte lagen parallel zueinander in einem Abstand von 2 cm; die Ausdehnung des Rostes betrug 1 m. 1 A entsprach einer spezifischen Stromstärke von $0,374 \text{ mA/cm}^2$ Elektrodenfläche und $0,11 \text{ mA/cm}^2$ der ganzen Meßfläche. Die Eisenblechelektrode war $1,2 \text{ m}^2$ groß und auf der Unterseite mit Bitumen bestrichen, so daß nur die obere Fläche Wasserstoff entwickeln konnte; 1 A entsprach einer spezifischen Stromstärke von $0,5 \text{ mA/cm}^2$. Die Meßstrecke befand sich etwa 40 cm oberhalb der Elektrode, die ihrerseits 1 m unter der Wasseroberfläche lag.

b) Mit Hilfe des „Auerbachverfahrens“. Durch ein Pumpenaggregat wurde an einer Unterdruckstelle Luft angesaugt und in fein verteilter Form einem Wasserstrahl zugesetzt. Der Wasserstrahl trat unter Wasser aus vier gleichmäßig über eine Strecke von 1 m verteilten Düsen aus; ihr Abstand von Mikrofon und Sender betrug 2 m.

c) Durch Ausströmen von Luft aus porösen Platten. Durch zwei Platten aus porösem Stein (Aerolith) von je $0,5 \text{ m}^2$ Größe, die luftdicht aneinander gesetzt und gemeinsam in einem Eisenkasten eingekittet waren, wurde Preßluft gedrückt, die auf der Plattenoberseite in Form von Luftblasen in das Wasser austrat. Der Durchmesser der Poren betrug laut Angabe der Hersteller $10 \dots 20 \mu$. Mit diesem Verfahren machte die Erzeugung einer homogenen Blasenschicht ziemlich Schwierigkeiten, insbesondere bei kleinen Überdrücken und geringen Gas Mengen, denn das Gas trat unregelmäßig über die Fläche verteilt aus. Um einen ungefähren Über-

¹ Wasserstoffblasen haben wegen der größeren Temperaturleitfähigkeit von Wasserstoff eine höhere thermische Dämpfung als Luftblasen.

blick zu gewinnen, wurde die Blasenverteilung in mehreren, über die Meßstrecke verteilten, zum Auffangen des Gases bestimmten Meßgläsern beobachtet. Die gesamte zugeführte Gasmenge konnte mit einem Strömungsmesser kontrolliert werden.

7. Meßergebnisse²

a) Die Schalldämpfung

Abb. 4 zeigt das Verhalten eines Blasengemisches von einigermaßen einheitlicher Blasengröße, wie es der Aerolithplatte entströmte. Die Resonanzfrequenz der Blasen scheint bei etwa 15 kHz zu liegen. Die für verschiedene Gas Mengen ermittelten Kurven haben große Ähnlichkeit mit den theoretischen Kurven in Abb. 1. Die Gasmenge wurde in den Versuchen wie 1 : 5 variiert (100...500 l je Stunde für eine Fläche von 0,5 m²). An Stelle von Luft wurde auch Kohlensäure ausgeblasen: Die Ergebnisse waren dann analog, nur verschob sich die Resonanzstelle (Stelle maximaler Dämpfung) mit wachsender Gasmenge von höheren nach tieferen Frequenzen (30 bis 15 kHz), ein Effekt, der wahrscheinlich auf die sehr große Löslichkeit der Kohlensäure in Wasser und auf die dadurch bedingte Verkleinerung der Blasen während des Aufstiegens zurückzuführen ist; bei größerer Gasmenge war die Verkleinerung geringer.

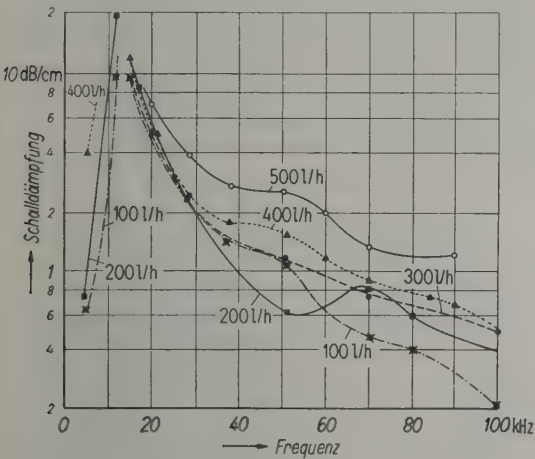


Abb. 4. Gemessene Schalldämpfung eines Gasblasengemisches (Aerolithplatte); Parameter: Strömungsgeschwindigkeit.

Auch der Absolutwert der gemessenen Dämpfung für Luftblasen stimmt größenordnungsmäßig mit der zu erwartenden Dämpfung überein, wenn man mit Hilfe der gemessenen Gas mengen und der Aufsteiggeschwindigkeit der Blasen die Blasenkonzentration überschlägt.

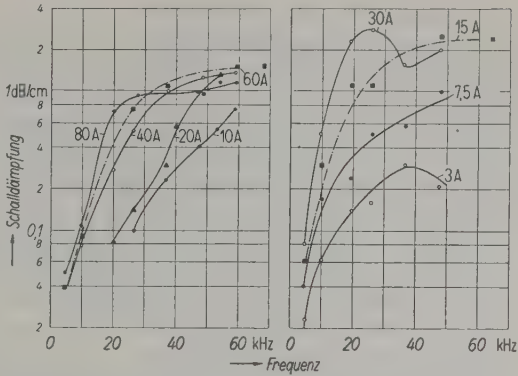


Abb. 5 und 6. Gemessene Schalldämpfungen eines Wasserstoffblasengemisches, hergestellt durch Elektrolyse. Gestrichelte Kurven sind gerechnet für die Konzentrationen $4,8 \cdot 10^{-5}$ und $9,2 \cdot 10^{-5}$ eines Luftblasengemisches; Parameter: Stromstärke.

Abb. 5 und 6 bringen Beispiele für Dämpfungsmessungen im Falle elektrolytisch erzeugter Gasblaschen: Der Dämpfungsverlauf zeigt mit der für ein Blasengemisch bestimmter Zusammensetzung berechneten Kurve von Abb. 3 eine gewisse Ähnlichkeit. In der Tat ist es in beiden Abbildungen möglich, die Meßpunkte einer Meßreihe für eine bestimmte Stromdichte unmittelbar durch eine gerechnete Kurve zu verbinden. Es sind dies in Abb. 5 die Kurve für 60 A (3 mA/cm²), in Abb. 6 die Kurve für 15 A. Die der Rechnung zugrunde gelegten Gaskonzentrationen betragen $4,8 \cdot 10^{-5}$ bzw. $9,2 \cdot 10^{-5}$. Errechnet man aus den Stromstärken

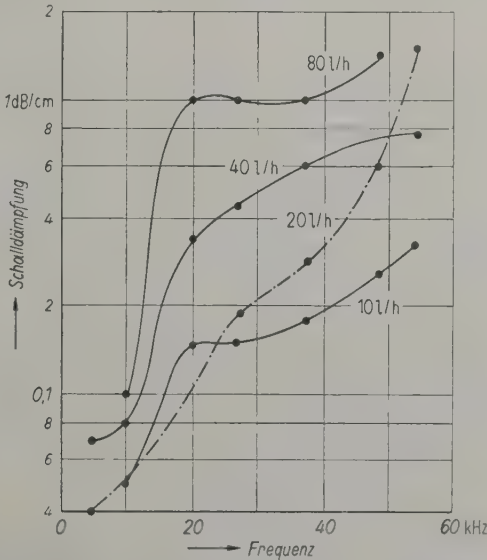


Abb. 7. Gemessene Schalldämpfung eines Wasser-Gasblasengemisches, hergestellt durch Ansaugen von Luft in strömendes Wasser an einer Unterdruckstelle eines Pumpenaggregates.

² An den Messungen war Ing. H. LAUER beteiligt.

nach dem elektrochemischen Äquivalent die gesamten erzeugten Gasmengen, verteilt sie sodann gleichmäßig über die Meßflächen und setzt eine mittlere Aufsteiggeschwindigkeit des Blasengemisches von 3,8 cm/s ein, so folgen für die Konzentrationen die Werte $9 \cdot 10^{-5}$ bzw. $4,9 \cdot 10^{-5}$; sie stimmen in der Größenordnung mit den aus der Theorie allerdings für Luft gefolgerten Werten überein.

Eine spätere Untersuchung und Auswertung der Photographien des Blasengemisches ergab, daß die Verteilung der Blasengrößen für die Stromdichte von 3 mA/cm² tatsächlich recht gut mit der angenommenen Verteilung übereinstimmt.

Schließlich sei noch ein Meßbeispiel für das Auerbachsche Verfahren der Gasblasenerzeugung mitgeteilt (Abb. 7): Der Kurvenverlauf zeigt, daß es sich um ein Gemisch verschieden großer Blasen handelt. Der Parameter der Kurvenschar ist die dem strömenden Wasser zugesetzte Luftmenge.

b) Die Phasengeschwindigkeit

Die Meßergebnisse für die Phasengeschwindigkeit sind in Abb. 8 zusammengestellt; Ordinate ist die Schallgeschwindigkeit, bezogen auf den Normalwert im freien Medium, Abszisse die Frequenz. Wie zu erwarten, setzt der elektrolytisch erzeugte Gasblasenschleier die Schallgeschwindigkeit herab, und zwar sinkt sie mit wachsender Stromstärke, d. h. mit wachsendem Gasgehalt. Die Meßpunkte für 60 A liegen wieder gut auf der berechneten Kurve.

Für aus der Aerolithplatte aufsteigende Luftblasen war es nicht möglich, die Phasengeschwindigkeit

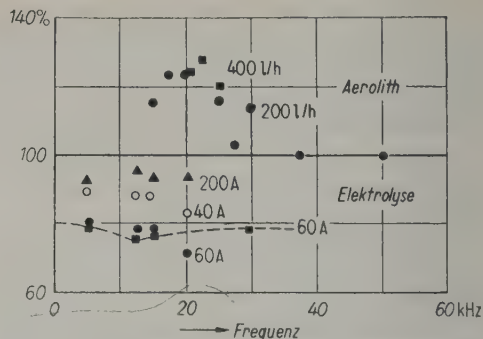


Abb. 8. Phasengeschwindigkeit in einem Gasblasengemisch nach Abb. 4, Abb. 5 und Abb. 6.

an der Resonanzstelle oder für tiefere Frequenzen unterhalb der Resonanzstelle zu messen; die oberhalb der Resonanzstelle gemessenen Werte lassen, in Übereinstimmung mit der Theorie, eine wesentliche Erhöhung gegenüber dem Normalwert erkennen; es wurden Geschwindigkeiten bis zu 2500 m/s, vorübergehend sogar noch höhere Werte gemessen.

(Eingegangen am 5. Juni 1953.)

Schrifttum

- [1] MINNAERT, M., Phil. Mag. **16** [1933], 235.
- [2] PFRIEM, H., Akust. Z. **5** [1940], 202.
- [3] MEYER, E. und TAMM, K., Akust. Z. **4** [1939], 145.
- [4] LAUER, H., Acustica **1** [1951], Beiheft 1, AB 12—AB 24.
- [5] EXNER, M. L., Acustica **1** [1951], Beiheft 1, AB 25—AB 33; EXNER, M. L. und HAMPE, W., Acustica **3** [1953], 67.
- [6] CASTENSEN E. L. und FOLDY, L. L., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 481.

Tagung des Fachausschusses Akustik der Deutschen Physikalischen Gesellschaften

Die vom Fachausschuß für Akustik auf der Berliner Herbsttagung beschlossene Sitzung über Fragen der Lautstärke fand am 27. April 1953 anlässlich einer Tagung der Nordwestdeutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Salzungen statt. Es wurden folgende Vorträge gehalten:

- G. QUIETZSCH, Zur Theorie der Lautstärke und Lautheit.
 K. MRASS, Derzeitiger Stand der Lautstärkemessung.
 O. F. RANKE, Physiologische Gesichtspunkte zum Lautstärkeproblem.
 K. BRAUN, Theoretische und experimentelle Untersuchung der Bezugsdämpfung und der Lautstärke.
 G. SCHODDER, Ergebnisse von Versuchen zum Aigner-Strutt-Effekt bei Sprache.
 B. LANGENBECK und W. GRANDJOT, Probleme der Audiometrie.
 W. HOLLE, Lautstärke und Meßgeräte.
 F. J. MEISTER, Vorschläge zu einer Lästigkeitsskala.
 H. KÖSTERS, Subjektive und objektive Messung der Ersatzlautstärke von Mikrofonen.
 E. BELGER, Neue Bestimmung der Störbewertungskurve für Rundfunkübertragungen.

Wie aus der Diskussion hervorging, scheint hinsichtlich der Lautstärkemessung die von BERANEK u. a. entwickelte Methode der Lautheitsaddition geeigneter „mel“- (oder auch Oktav-)Bänder zur Zeit am erfolgversprechendsten zu sein, so daß eine Erprobung dieser Methode auf breiterer Grundlage wünschenswert ist. Im Zusammenhang damit und auch für andere Erfordernisse der Praxis gewinnt die subjektive Lautheitsskala (sone-Skala) in steigendem Maße an Bedeutung. Vor allem entspricht sie der wirklichen Lautheitsempfindung durch das Ohr sehr viel besser als die phone-Skala. Da ein Vorteil der sone-Skala in ihrer Linearität liegt, sollte — wie in der Diskussion zum Ausdruck kam — von einer Umwandlung in ein logarithmisches Maß abgesehen werden.

Die Bewertung der Lästigkeit von Schallen wurde zwar als wünschenswert bezeichnet. Jedoch wurde auf die Schwierigkeit der Erfassung dieses äußerst komplexen Begriffes hingewiesen und als sehr vereinfachter Versuch in dieser Richtung eine an die Lautheitsskala angelehnte Lästigkeitsskala vorgeschlagen.

G. Quietzsch.

HERLEITUNG DER KRAFTGESETZE FÜR SÄMTLICHE MAGNETISCHEN UND SÄMTLICHE ELEKTRISCHEN SCHALL- WANDLER AUS JE EINEM ALLGEMEINEN GESETZ

Von F. A. FISCHER

Fernmeldetechnisches Zentralamt, Darmstadt

Zusammenfassung

Es werden die Kraftgesetze sämtlicher magnetischen und sämtlicher elektrischen Wandler aus je einem allgemeinen Gesetz hergeleitet. Rechnet man die magnetische Energie eines Systems zweier gekoppelter Spulen bzw. die elektrische Energie zweier gekoppelter Leiter aus, und nimmt man an, daß diese Systeme nur in einer einzigen räumlichen Koordinate veränderlich sind, so ist die mechanische Kraft allgemein durch den räumlichen Differentialquotienten der magnetischen bzw. elektrischen Energie nach der betreffenden Koordinate gegeben. Durch geeignete Wahl dieser Koordinate ergeben sich die verschiedenen Wandlertypen. Bei dieser Herleitung werden neue Gesichtspunkte für die Systematik der elektroakustischen Wandler gewonnen.

Summary

The laws of force for all types of magnetic and all types of electric transducers are derived from two general laws. If the magnetic energy of a system of two coupled coils and the electric energy of two coupled electric leads respectively is calculated, the mechanical force is generally given by the derivative of the energy with respect to the variable co-ordinate, supposing that there exists only one spatial variable. The different types of transducers result from a proper choice of this variable co-ordinate. Some new aspects for the systematology of electroacoustic transducers are obtained by this derivation.

Sommaire

On établit les équations des forces dans tous les transducteurs, soit magnétiques soit électriques, en partant pour chacun de ces types d'une loi générale. En calculant l'énergie magnétique d'un système de deux bobines couplées, ou l'énergie électrique de deux conducteurs électriques couplés, et en supposant que ces systèmes ne varient que suivant une seule coordonnée de l'espace, on peut, en général, obtenir la force mécanique en différenciant l'énergie magnétique ou l'énergie électrique par rapport à la coordonnée considérée. Le choix de cette coordonnée conduit aux différents types de transducteurs. Cette méthode ouvre de nouvelles perspectives sur la systématique des transducteurs électroacoustiques.

Einleitung

Allgemeine Ausdrücke für die Kraftwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf Materie lassen sich bekanntlich mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen für stationäre Vorgänge gewinnen. Jeder dieser Ausdrücke besteht aus einer Anzahl von Summanden, die Teilkräften entsprechen, welche unter bestimmten Umständen auch allein auftreten können. Man kann zeigen [3], daß jede solche Teilkraft auf ein bestimmtes Wandlerprinzip führt und auf diese Weise die Kraftgesetze für die einzelnen Prinzipien herleiten [4]. Dieser für den Physiker naheliegende Weg von den Feldkräften zum elektroakustischen Wandler wird von dem apparatebauenden Ingenieur vielfach als zu lang empfunden. Für ihn besteht jeder magnetische Wandler letzten Endes aus einer Spule und jeder elektrische Wandler aus einem Kondensator, in die er beim Sendevorgang elektrische Energie schickt bzw. denen er beim Empfangsvorgang elektrische Energie entnimmt. Er hat daher den berechtigten

Wunsch nach einer direkten Herleitung der Kraftgesetze aus den möglichen räumlichen Änderungen der mit der Spule verknüpften magnetischen bzw. der mit dem Kondensator verknüpften elektrischen Energie.

Da eine derartige Herleitung in der Literatur meines Wissens noch nicht durchgeführt bzw. der Ansatz für „zu allgemein“ gehalten wurde, „um leicht auf spezielle Anordnungen anwendbar zu sein“ [2], soll sie im folgenden kurz skizziert werden, zumal sie einen weiteren Beitrag zur Systematik der elektroakustischen Wandler und neue Charakterisierungen sowohl der Verwandtschaft als auch der Verschiedenheit der einzelnen Wandlertypen liefert.

1. Die magnetischen Schallwandler

Die in einer von der Stromstärke i_1 durchflossenen Spule mit der Selbstinduktion L_1 enthaltene magnetische Energie ist bekanntlich eine Funktion des von ihr selbst erzeugten und mit ihr verketteten magnetischen Flusses $\Psi_1 = L_1 i_1$ und gegebenenfalls eines

von außen sie durchdringenden, ganz oder teilweise mit ihr verketteten Flusses Ψ_2 , der von anderen Stromkreisen oder auch von Permanentmagneten erzeugt sein kann.

Wir wollen uns den Fluß Ψ_2 durch eine einzige Spule erzeugt denken, die die Selbstinduktion L_2 besitzt und von der Stromstärke i_2 durchflossen ist. Es sei also $\Psi_2 = L_2 i_2$.

Bezeichnen wir die Gegeninduktivität der beiden Spulen mit L_{12} und setzen

$$L_{11} = L_1 - L_{12} \quad \text{und} \quad L_{22} = L_2 - L_{12},$$

so ist bekanntlich die in den beiden Spulen enthaltene magnetische Energie

$$W_m = \frac{1}{2} [L_{11} i_1^2 + L_{22} i_2^2 + L_{12} (i_1 + i_2)^2] - \frac{1}{2} (L_1 i_1^2 + L_2 i_2^2 - 2L_{12} i_1 i_2), \quad (1)$$

oder, wenn man hierin die Spulenflüsse und den Kopplungsfaktor $\kappa = L_{12}/\sqrt{L_1 L_2}$ einführt,

$$W_m = \frac{1}{2} \left(\frac{\Psi_1^2}{L_1} + \frac{\Psi_2^2}{L_2} + 2\Psi_1 \Psi_2 \frac{\kappa^2}{L_{12}} \right). \quad (2)$$

Jetzt nehmen wir an, daß die betrachtete Anordnung zweier gekoppelter Spulen in einer einzigen räumlichen Koordinate x veränderlich sei. Dann gilt die folgende Leistungsbilanz:

$$u_1 i_1 + u_2 i_2 = \frac{\partial W_m}{\partial t} + \frac{\partial W_m}{\partial x} \frac{dx}{dt}. \quad (3)$$

Das erste Glied auf der rechten Seite stellt die zeitliche Änderung der magnetischen Energie des Spulensystems im mechanisch festgebremsten Zustand dar, während das zweite nichts anderes als die nach außen abgegebene mechanische Leistung ist. Die Kraft k ist also allgemein gegeben durch den räumlichen Differentialquotienten der magnetischen Energie:

$$k = \frac{\partial W_m}{\partial x}. \quad (4)$$

Dies ist das allgemeine Gesetz, das für sämtliche magnetischen Wandler gilt.

Aus Gl. (1) und (2) erhalten wir damit die beiden folgenden Formen für das Kraftgesetz eines beliebigen magnetischen Wandlers:

$$k = \frac{i_1^2}{2} \frac{dL_1}{dx} + \frac{i_2^2}{2} \frac{dL_2}{dx} + i_1 i_2 \frac{dL_{12}}{dx} \quad (5)$$

und

$$k = \frac{1}{2} \Psi_1^2 \frac{d(1/L_1)}{dx} + \frac{1}{2} \Psi_2^2 \frac{d(1/L_2)}{dx} + \Psi_1 \Psi_2 \frac{d(\kappa^2/L_{12})}{dx}. \quad (6)$$

Diese beiden Formen sind völlig gleichwertig. Welche von ihnen man im Einzelfall anwendet, ist eine reine Frage der Zweckmäßigkeit. Wenn man mit H. HECHT [1] Wert darauf legt, einen Ausdruck für die Kraft zu erhalten, in dem die Ausschlags-

koordinate x nicht auftritt, so muß man diejenige Form wählen, bei der die darin auftretenden Differentialquotienten nicht von x abhängen.

Bevor wir nun diese allgemeinen Formeln auf spezielle, möglichst einfache Wandlertypen anwenden, wollen wir zur Erleichterung der Systematik annehmen, daß die Spulen des Wandlers in sich fest montiert seien. Die Kräfte, die die Windungen einer Spule aufeinander ausüben, sollen nicht zur Wirkung kommen. Damit geht uns kein Wandlerprinzip verloren, da wir diese Kraftwirkung dadurch studieren können, daß wir jede einzelne Windung durch eine besondere Spule darstellen.

Der einfachste Fall sind zwei Spulen, die sich in einem homogenen Medium irgendwie gegeneinander bewegen können. Da hier

$$\frac{dL_1}{dx} = \frac{dL_2}{dx} = 0$$

ist, liefert Formel (5) das Kraftgesetz

$$k = i_1 i_2 \frac{dL_{12}}{dx}. \quad (7)$$

Ist i_2 ein Gleichstrom, so erhält man eine lineare Abhängigkeit von dem Wechselstrom i_1 .

Das durch dieses Kraftgesetz charakterisierte Wandlerprinzip wurde vom Verfasser a. a. O. [4] das dynamometrische genannt, da auf ihm die bekannten Dynamometer beruhen.

Man kann auch durch beide Spulen denselben Strom schicken, der aus einer Überlagerung eines Gleichstromes i_0 mit einem Wechselstrom i_{\sim} besteht, indem man $i_1 = i_2 = i_0 + i_{\sim}$ setzt. Es entsteht dann neben einer dem Wechselstrom proportionalen Kraft noch eine dem Gleichstrom und eine dem Quadrat des Wechselstroms proportionale. Überwiegt der Gleichstrom die Maximalamplitude des Wechselstroms, so gilt angenähert für die Wechselkraft

$$k_{\sim} = 2i_0 i_{\sim} \frac{dL_{12}}{dx}. \quad (8)$$

Man kann aber in keinem Fall von einem streng linearen Kraftgesetz sprechen, da ja im allgemeinen dL_{12}/dx keine Konstante ist.

Nur bei Bewegungen x um einen Ruheausschlag x_0 , für die $x - x_0 \ll x_0$ ist, gilt angenähert

$$k_{\sim} \approx i_1 i_2 \left(\frac{dL_{12}}{dx} \right)_{x=x_0}. \quad (9)$$

Eine streng lineare Abhängigkeit vom Strom liegt dann vor, wenn neben $dL_1/dx = dL_2/dx = 0$ noch $dL_{12}/dx = \text{const}$ ist. Hierdurch ist das elektrodynamische Prinzip charakterisiert, das hier als Spezialfall des dynamometrischen auftritt.

Bei dem bekannten Tauchspulenlautsprecher nach C. W. RICE und E. W. KELLOGG läßt sich die Konstante leicht ausrechnen.

Der Spuleneinfluß Ψ_2 ist hier ein Gleichfluß. Bezeichnet man den Teil von ihm, der mit dem Leiter 1, der Tauchspule, verkettet ist, mit Ψ_{21} , so ist

$$\Psi_{21} = L_{21} i_2 = L_{12} i_2. \quad (10)$$

Andererseits ist ohne weiteres ersichtlich, daß bei einer Bewegung der Tauchspule um die Strecke dx

$$d\Psi_{21} = B l dx \quad (11)$$

ist, wenn wir wie üblich die Induktion im Luftspalt mit B und die gesamte Windungslänge der Tauchspulenwicklung mit l bezeichnen. Damit wird

$$i_2 \frac{dL_{12}}{dx} = \frac{d\Psi_{21}}{dx} = B l, \quad (12)$$

also schließlich streng

$$k = B l i_1. \quad (13)$$

Man kann aus der obigen Betrachtung umgekehrt folgern, daß man beim Bau eines elektrodynamischen Systems darauf achten muß, daß dL_1/dx und dL_2/dx verschwinden, da sonst die Linearität des Kraftgesetzes verlorengeht, worauf in [2] nachdrücklich aufmerksam gemacht wurde.

Bei einer Anordnung nach Abb. 1, die wir [2] entnommen haben, ist, wie ohne weiteres ersichtlich, $dL_1/dx \neq 0$. Dies bedingt nach Gl. (5) eine nicht-lineare Verzerrung durch das Auftreten eines i_1^2 proportionalen Gliedes, das eine Gleichkraft und eine Wechselkraft von der doppelten Frequenz erzeugt. Diese Anordnung stellt also ein Gemisch aus einem elektrodynamischen und einem anderen Prinzip dar, das wir sogleich näher bestimmen wollen.

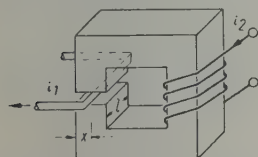


Abb. 1.
Schema eines beweglichen Leiters im magnetischen Feld.

Schalten wir in der Anordnung nach Abb. 1 den Strom i_2 aus, so bleibt die Kraftwirkung

$$k = \frac{i_1^2}{2} \frac{dL_1}{dx} \quad (14)$$

allein übrig.

Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß die Permeabilität des Eisens so groß ist, daß die Selbstinduktion lediglich durch den von der Spule umschlungenen Teil des Luftspaltes (in Abb. 2 schraff-

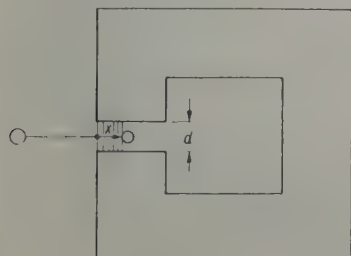


Abb. 2.
Sonderfall eines dynamometrischen Wandlers.

fert gezeichnet) bestimmt ist, so ist

$$L_1 = \mu_0 \frac{N_1^2 l x}{d}. \quad (15)$$

Hierbei sind N_1 die Windungszahl der Spule, l die Tiefe und d die Weite des Luftspaltes.

Es ist also hier

$$\frac{dL_1}{dx} = \text{const} = \mu_0 \frac{N_1^2 l}{d}, \quad (16)$$

und wir erhalten ein quadratisches Kraftgesetz

$$k = \frac{i_1^2}{2} \mu_0 \frac{N_1^2 l}{d}. \quad (17)$$

Dieses läßt sich annähernd linearisieren. Setzt man $i_1 = i_0 + i_{\sim}$, so erhalten wir für $|i_{\sim}| \ll i_0$ die Wechselkraft

$$k_{\sim} \approx i_{\sim} i_0 \mu_0 \frac{N_1^2 l}{d}. \quad (18)$$

Denken wir uns die Spule L_1 durch zwei übereinanderliegende Spulen L'_1 und L'_2 ersetzt, von denen die erste den Wechselstrom i_{\sim} und die zweite den Gleichstrom i_0 führt, so ist

$$\frac{dL'_1}{dx} = c_1, \quad \frac{dL'_2}{dx} = c_2 \quad \text{und} \quad \frac{dL'_{12}}{dx} = c_3, \quad (19)$$

und wir sehen, daß man dieses Prinzip als einen Sonderfall des dynamometrischen ansprechen kann, wenn man dieses allgemein dadurch charakterisiert,

$$\text{daß} \quad \frac{dL_1}{dx} = \text{const} \quad \text{und} \quad \frac{dL_2}{dx} = \text{const} \quad (20)$$

ist.

Zu genau den gleichen Gesetzmäßigkeiten gelangt man aber auch bei der Anordnung nach Abb. 3. Hier ist die Spule mit der Windungszahl N_1 fest auf das eiserne Joch gewickelt. Der Luftspalt von der Tiefe l und der Weite d werde durch ein seitlich in ihm verschiebbares Eisenstück so weit geschlossen, daß sich nur ein Stück von der Breite x im Luftspalt befindet. Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß der magnetische Widerstand des Joches vernachlässigbar klein gegen denjenigen des Eisenstückes ist, so ist die Selbstinduktion gegeben durch

$$L_1 = \mu_0 \mu \frac{N_1^2 l x}{d}, \quad (21)$$

und die Kraft, die das Eisenstück in dem Luftspalt zu verschieben strebt, ist

$$k = \frac{i_1^2}{2} \frac{dL_1}{dx} = \frac{i_1^2}{2} \mu_0 \mu \frac{N_1^2 l}{d}. \quad (22)$$

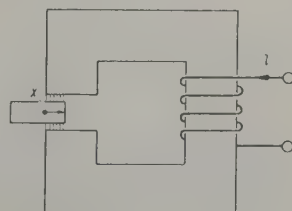


Abb. 3.
Schema eines tangentialen elektromagnetischen Wandlers.

Die in Abb. 3 gegebene Anordnung erscheint in diesem Zusammenhang ebenfalls als ein Spezialfall des dynamometrischen Prinzips. Baut man dagegen die Systematik der Wandler auf der Betrachtung der Faraday-Maxwellschen Spannungen auf, wie es vom Verfasser in [4] geschehen ist, so erscheint diese Anordnung als ein Sonderfall des elektromagnetischen Prinzips. Da hier nicht wie bei dem normalen elektromagnetischen Wandler eine Kraftwirkung in Richtung der Kraftlinien, also normal zur Trennfläche der beiden Medien Eisen und Luft, sondern tangential dazu auftritt, wurde dieser Wandler dort [4] vom Verfasser „tangentialer elektromagnetischer“ Wandler genannt.

Praktisch wird zwischen dem beweglichen Eisenstück und dem Joch, so wie in Abb. 3 gezeichnet, beiderseits ein Luftspalt von der Weite d_0 vorhanden sein. Ist dies der Fall, so ist die Selbstinduktion gegeben durch

$$L_1 = \mu_0 \frac{N_1^2 l x}{2 d_0}, \quad (23)$$

und die Kraft ist

$$k = \frac{i_1^2}{2} \mu_0 \frac{N_1^2 l}{2 d}. \quad (24)$$

Beim normalen elektromagnetischen Wandler, wie er in Abb. 4 skizziert ist, ist die Weite x des Luftspaltes veränderlich. Bezeichnet man die Polfläche mit F , so ist die Selbstinduktion der Spule gegeben durch

$$L_1 = \mu_0 N_1^2 \frac{F}{x}. \quad (25)$$

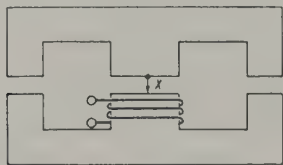


Abb. 4. Ein normaler elektromagnetischer Wandler.

Da hier dL_1/dx von x abhängig ist, $d(1/L_1)/dx$ dagegen nicht, so ist es zweckmäßig, nicht von der Formel (5), sondern von der Formel (6) auszugehen, also nach H. НЕЧТ bei diesem Wandler die Kraft nicht durch den Strom i_1 , sondern durch die Spannung u_1 auszudrücken. Man erhält dann

$$k = \frac{1}{2} \Psi_1^2 \frac{1}{\mu_0 N_1 F} = \frac{1}{2} (\int u_1 dt)^2 \frac{1}{\mu_0 N_1^2 F} \quad (26)$$

oder mit $\frac{\int u_1 dt}{N_1} = \Phi_1$

$$k = \frac{1}{2} \frac{\Phi_1^2}{\mu_0 F}. \quad (27)$$

Dieses Kraftgesetz läßt sich bekanntlich angenähert linearisieren, indem man Φ_1 aus einem Wechselfluß Φ_{\sim} und einem zu diesem dem Betrage nach sehr

großen Gleichfluß Φ_0 zusammensetzt. Die Wechselkraft ist dann annähernd gegeben durch

$$k_{\sim} \approx \frac{\Phi_{\sim} \Phi_0}{\mu_0 F}. \quad (28)$$

Der Ansatz (5) liefert dagegen für die Kraft den Ausdruck

$$k = \frac{i_1^2}{2} \mu_0 N_1^2 \frac{F}{x^2}, \quad (29)$$

wenn wir, wie es üblich ist, die Kraft, die den Luftspalt zu verkleinern sucht, positiv rechnen. Der Ausdruck (29) ist zur Berechnung von Schallsignal-sendern großer Leistung, bei denen der Luftspalt oft bis zur Hälfte ausgesteuert wird, gänzlich ungeeignet.

Handelt es sich jedoch, wie bei den elektromagnetischen Telefonen der Fernsprechtechnik, um Veränderungen ξ , die klein sind gegen den Ruheluftspalt x_0 , so kann man angenähert

$$\frac{1}{(x_0 + \xi)^2} \approx \frac{1}{x_0^2} - 2 \frac{\xi}{x_0^3} \quad (30)$$

setzen und erhält

$$k \approx \frac{i_1^2}{2} \mu_0 N_1^2 \frac{F}{x_0^2} \left(1 - 2 \frac{\xi}{x_0} \right) \quad (31)$$

oder, wenn man schließlich noch $i_1 = i_0 + i_{\sim}$ setzt, mit $|i_{\sim}| \ll i_0$:

$$k_{\sim} \approx \frac{\mu_0 N_1^2 F i_0}{x_0^2} \left(i_{\sim} - \xi \frac{i_0}{x_0} \right). \quad (32)$$

Die Wechselkraft besteht also aus zwei Teilkräften. Die eine Teilkraft ist dem Strom proportional. Die andere, die dem Ausschlag proportional ist, wird auch „magnetische Rückstellkraft“ genannt. Ihr Beiwert muß als „negative Steife“ zu der Impedanz des mechanischen Systems hinzugefügt werden.

Setzt man in Gl. (28)

$$\Phi_{\sim} = \frac{\int u_{\sim} dt}{N_1}, \quad (33)$$

wobei u_{\sim} die an den Klemmen des Wandlers liegende Wechselspannung ist und

$$\Phi_0 = \frac{N_1 i_0 F \mu_0}{x_0},$$

so lautet Gl. (28):

$$k_{\sim} \approx \alpha_m \int u_{\sim} dt \quad \text{mit} \quad \alpha_m = i_0/x_0. \quad (34) \quad (35)$$

Der Vergleich von Gl. (34) mit Gl. (32) zeigt die bekannte Tatsache, daß unter den oben genannten Voraussetzungen ein elektromagnetischer Wandler mit der Wandlerkonstanten α_m äquivalent ist einem elektrodynamischen Wandler mit der Wandlerkonstanten $\alpha_m L_0$, der auf ein mechanisches System mit einer um $\alpha_m^2 L_0$ verminderten Steife wirkt [5].

Erzeugt man den Gleichfluß Φ_0 mit einer besonderen Spule, so ist in Formel (6) $\Psi_1 = N_1 \Phi_{\sim}$ und $\Psi_2 = N_2 \Phi_0$ zu setzen.

Es liefert dann das erste Glied eine dem Quadrat des Wechselflusses proportionale und das zweite eine dem Quadrat des Gleichflusses proportionale Kraft, während das dritte eine dem Wechselfluß proportionale Kraft liefert, die unter der Voraussetzung $|\Phi_{\sim}| \ll \Phi_0$ angenähert die Wechselkraft

$$k_{\sim} \approx N_1 N_2 \Phi_{\sim} \Phi_0 \frac{d(x^2/L_{12})}{dx} \quad (36)$$

darstellt.

$$\text{Mit } L_1 = \mu_0 \frac{N_1^2 F}{x}, \quad L_2 = \mu_0 \frac{N_2^2 F}{x}$$

$$\text{und } L_{12} = \mu_0 \frac{N_1 N_2 F}{x}$$

entsteht hieraus Gl. (28).

Der elektromagnetische Wandler ist also allgemein dadurch charakterisiert, daß

$$\frac{d(1/L_1)}{dx} = \text{const}, \quad \frac{d(1/L_2)}{dx} = \text{const}$$

$$\text{und } \frac{d(x^2/L_{12})}{dx} = \text{const}$$

ist.

Bei den bisher betrachteten Wandlern haben wir als Bewegungsmöglichkeiten entweder die Veränderung der Lage von Spulen gegeneinander oder die Veränderung der Lage des Kernmaterials betrachtet. Es war x entweder eine Lagekoordinate für eine Spule oder die Größe eines Luftspaltes. Eine letzte Möglichkeit für die Veränderung der Selbstinduktion einer Spule besteht darin, daß gewisse Kernmaterialien die Eigenschaft haben, unter dem Einfluß der Magnetisierung ihr Volumen zu ändern. Man nennt diese Eigenschaft bekanntlich Magnetostriktion.

Nehmen wir als räumliche Koordinate für die Veränderung das Volumen V eines Spulenkerne (wobei wir der Einfachheit halber von einer Abhängigkeit der Magnetostriktion von der Richtung der Magnetisierung absehen), so erhalten wir aus Gl. (5) und (6) die beiden folgenden Ausdrücke für die Volumenkraft:

$$k_v = i_1^2 \frac{dL}{2 dV}$$

$$\text{bzw. } k_v = \frac{\Psi^2}{2} \frac{d(1/L)}{dV}, \quad (37)$$

oder, nach entsprechender Linearisierung durch Einführung einer Polarisierung, für die Volumenwechselkraft:

$$k_v \approx i_{\sim} i_0 \frac{dL}{dV}$$

$$\text{bzw. } k_v \approx \Psi_{\sim} \Psi_0 \frac{d(1/L)}{dV}. \quad (38)$$

Da bei der Volumenänderung die Masse M konstant bleibt, kommt sie auf eine Änderung der Dichte σ des Materials hinaus.

Wir wollen dementsprechend die Differentiation nach V durch eine solche nach σ ersetzen, setzen also

$$\frac{d}{dV} = \frac{d}{d\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dV} \quad (39)$$

oder, da $V \cdot \sigma = M = \text{const}$ und daher $V d\sigma + \sigma dV = 0$ ist,

$$\frac{d}{dV} = -\frac{\sigma}{V} \frac{d}{d\sigma}. \quad (40)$$

Eine Abhängigkeit von der Dichte kann von den verschiedenen Konstanten der Selbstinduktion allenfalls die Permeabilität μ besitzen, so daß

$$\frac{dL}{dV} = -\frac{\sigma}{V} \mu_0 \frac{N^2 F}{l} \frac{d\mu}{d\sigma} \quad (41)$$

$$\text{und } \frac{d(1/L)}{dV} = \frac{l}{\mu_0 N^2 F} \frac{\sigma}{V} \frac{1}{\mu^2} \frac{d\mu}{d\sigma} \quad (42)$$

wird.

Welcher der beiden Formen (38) man zweckmäßigerweise den Vorzug geben wird, hängt davon ab, ob $d\mu/d\sigma$ bei konstantem Strom oder bei konstanter Spannung nahezu konstant ist.

Wir fassen das Resultat unserer Untersuchungen in der nachstehenden Tabelle I zusammen.

2. Die elektrischen Schallwandler

Diese lassen sich nicht in formal vollkommener Analogie zu den magnetischen behandeln. Der physikalische Grund hierfür liegt darin, daß die magnetischen Kraftflüsse stets in sich geschlossen sind, während die elektrischen stets auf Ladungen enden. Das allgemeine Schema eines Kondensators besteht daher aus zwei Leitern 1 und 2, die eine Kapazität C_{11} bzw. C_{22} gegen Erde und eine gegenseitige Kapazität C_{12} besitzen sollen. Ihre Potentialdifferenzen gegen Erde seien u_1 bzw. u_2 . Die elektrische Energie dieser Anordnung ist dann gegeben durch

$$W_e = \frac{1}{2} [C_{11} u_1^2 + C_{22} u_2^2 + C_{12} (u_2 - u_1)^2], \quad (43)$$

und die mechanische Kraft k ist allgemein durch den räumlichen Differentialquotienten der elektrischen Energie bestimmt:

$$k = \frac{\partial W_e}{\partial x}. \quad (44)$$

Dies ist das allgemeine Gesetz, das für sämtliche elektrischen Wandler gilt.

Es hat hier keinen Sinn, in Analogie zu Gl. (1) C_{11} und C_{12} sowie C_{22} und C_{12} zu einer einzigen Größe C_1 bzw. C_2 zusammenzufassen, da sich mit C_{12} stets auch C_1 und C_2 ändern, während es Anordnungen

Tabelle I
Die magnetischen Wandler

Type	Charakterisiert durch	Gesetz für die Wechselkraft	Bekannte Form des Gesetzes
Dynamometrischer Wandler (+ tangentialer elektromagnetischer Wandler)	$\frac{dL_1}{dx} = \text{const}, \frac{dL_2}{dx} = \text{const}$	$k_{\sim} \approx i_{\sim} i_0 \left(\frac{dL_{12}}{dx} \right)_{x=x_0}$	
Elektrodynamischer Wandler	$\frac{dL_1}{dx} = 0, \frac{dL_2}{dx} = 0$ $\frac{dL_{12}}{dx} = \text{const}$	$k_{\sim} = i_{\sim} i_0 \frac{dL_{12}}{dx}$	$= B_0 l i_{\sim}$
(Normaler) elektromagnetischer Wandler	$\frac{d(1/L_1)}{dx} = \text{const}, \frac{d(1/L_2)}{dx} = \text{const}$ $\frac{d(\chi^2/L_{12})}{dx} = \text{const}$	$k_{\sim} \approx \Psi_{\sim} \Psi_0 \frac{d(\chi^2/L_{12})}{dx}$	$= \frac{\Phi_0}{\mu_0 F} \cdot \frac{\int u_{\sim} dt}{N_1}$
Magnetostriktiver Wandler	$\frac{d\mu}{d\sigma} = \text{const}$	$k_{v_{\sim}} \approx i_{\sim} i_0 \frac{dL}{dV}$ oder $k_{v_{\sim}} \approx \Psi_{\sim} \Psi_0 \frac{d(1/L)}{dV}$	

der Leiter gibt, bei denen bei einer Änderung von C_{12} sowohl C_{11} als auch C_{22} konstant bleiben. Diese sollen zunächst betrachtet werden.

Es sei also $dC_{11}/dx=0$ und $dC_{22}/dx=0$. Mit $C_{12}=C$ und $u_2-u_1=u$ wird

$$W_e = \frac{1}{2} C u^2 \quad (45)$$

oder, wenn wir die Ladung $q=Cu$ einführen,

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{C} \quad (46)$$

Aus Gl. (45) und (46) erhalten wir die beiden Formen für das Kraftgesetz:

$$k = \frac{1}{2} u^2 \frac{dC}{dx} \quad (47)$$

und
$$k = \frac{1}{2} q^2 \frac{d(1/C)}{dx} \quad (48)$$

Beide Formen sind völlig gleichwertig. Wir geben im Einzelfall derjenigen den Vorzug, bei der der Differentialquotient nicht von x abhängt.

Beim normalen dielektrischen Wandler ändert sich der Plattenabstand d eines Kondensators.

Da
$$C = \epsilon_0 \epsilon \frac{F}{d} \quad (49)$$

ist, wenn wir die Plattenfläche mit F bezeichnen, so ist mit $d \equiv x$

$$\frac{d(1/C)}{dx} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon F} = \text{const}, \quad (50)$$

während dC/dx von x abhängt. Wir geben daher der Form (48) den Vorzug und erhalten damit für das

Kraftgesetz den Ausdruck

$$k = \frac{1}{2} q^2 \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon F} \quad (51)$$

Mit $q=q_{\sim}+q_0$ erhalten wir hieraus für $|q_{\sim}| \ll q_0$ die Wechselkraft

$$k_{\sim} \approx q_{\sim} q_0 \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon F} \quad (52)$$

(Handelt es sich wie bei den Kondensatormikrophonen um Ausschläge, die sehr klein gegen einen Ruheausschlag sind, so kann man, wie es in der Literatur öfter geschieht, auch von der Form (47) ausgehen. Man erhält dann ganz ähnliche Verhältnisse wie bei der oben geschilderten entsprechenden Darstellung des normalen elektromagnetischen Fernhörers. Die Wechselkraft besteht dann aus einer der Spannung proportionalen Teilkraft und einer dem Ausschlag proportionalen elektrischen Rückstellkraft, deren Beiwert als negative Steife zu den Impedanzen des mechanischen Systems hinzugefügt werden muß. Ferner ergibt sich, wie sich zeigen läßt [5], eine entsprechende Äquivalenz mit dem piezoelektrischen Wandler.)

Der dielektrische Wandler stellt in dieser Form das elektrische Analogon zu dem normalen elektromagnetischen Wandler dar. Die Kraftwirkung geschieht wie bei diesem in Richtung des Flusses. Er ist also dadurch charakterisiert, daß

$$\frac{d(1/C_{11})}{dx} = 0, \quad \frac{d(1/C_{22})}{dx} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d(1/C_{12})}{dx} = \text{const}$$

ist.

Aber auch der tangentialer elektromagnetische Wandler besitzt ein elektrisches Analogon. Ein einfaches Beispiel ist in Abb. 5 gezeichnet. Zwischen den Platten eines Kondensators ist ein Dielektrikum

seitlich verschiebbar angeordnet. Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß die Dielektrizitätskonstante dieses Dielektrikums sehr groß gegen diejenige der Luft sei. Dann ist die Kapazität gegeben durch

$$C = \epsilon_0 \epsilon \frac{l x}{d}. \quad (53)$$

Hierbei ist l die Tiefe der Platten und d ihr Abstand.

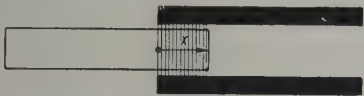


Abb. 5. Schema eines tangentialen dielektrischen Wandlers.

Es ist also hier

$$\frac{dC}{dx} = \epsilon_0 \epsilon \frac{l}{d} = \text{const.} \quad (54)$$

Sein Kraftgesetz lautet daher nach Gl. (47):

$$k = \frac{1}{2} u^2 \epsilon_0 \epsilon \frac{l}{d}. \quad (55)$$

Für die Wechselkraft ergibt sich nach einer Linearisierung durch Einführung einer Gleichspannung u_0 :

$$k \approx u \sim u_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{l}{d}. \quad (56)$$

Es tritt also hier, genau wie bei dem tangentialen elektromagnetischen Wandler, eine Kraftwirkung senkrecht zur Flußrichtung auf.

Der tangential dielektrische Wandler ist demnach dadurch charakterisiert, daß

$$\frac{dC_{11}}{dx} = 0, \quad \frac{dC_{22}}{dx} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{dC_{12}}{dx} = \text{const}$$

ist. Praktisch wird sich, wie in Abb. 5 gezeichnet, ein Luftspalt zwischen dem Dielektrikum und den Platten befinden, dessen Einfluß auf die Kapazität und damit auf die Konstanten des Kraftgesetzes meist nicht zu vernachlässigen, unter Umständen sogar ausschlaggebend ist, so wie es oben bei dem tangentialen elektromagnetischen Wandler gezeigt wurde.

Natürlich ist auch ein Wandler denkbar, bei dem zwar $dC_{11}/dx = dC_{22}/dx = 0$, aber $dC_{12}/dx \neq \text{const}$ ist. Dieses elektrische Analogon des dynamometrischen Wandlers hat aber noch keine praktische Anwendung in der Akustik gefunden.

Der magnetostruktive Wandler findet sein Analogon im elektrostruktiven Wandler, der auf der Eigenschaft gewisser Materialien beruht, ihr Volumen unter dem Einfluß der Elektrisierung zu ändern.

Es ergeben sich entsprechend aus Gl. (47) und (48) für die Volumenkraft die Ausdrücke:

$$k_v = \frac{u^2}{2} \frac{dC}{dV} \quad (57)$$

$$\text{bzw.} \quad k_v = \frac{q^2}{2} \frac{d(1/C)}{dV}, \quad (58)$$

$$\text{wobei} \quad \frac{dC}{dV} = - \frac{\sigma}{V} \epsilon_0 \frac{F}{d} \frac{d\epsilon}{d\sigma} \quad (59)$$

$$\text{und} \quad \frac{d(1/C)}{dV} = \frac{d}{\epsilon_0 F} \frac{\sigma}{V} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{d\epsilon}{d\sigma} \quad (60)$$

wird.

Nach entsprechender Linearisierung durch Einführung einer Polarisation erhalten wir für die Volumenwechselkraft die Ausdrücke

$$k_{v\sim} \approx u \sim u_0 \frac{dC}{dV} \quad (61)$$

$$\text{bzw.} \quad k_{v\sim} \approx q \sim q_0 \frac{d(1/C)}{dV}. \quad (62)$$

Es bleibt uns nun als letzte Aufgabe noch, das Kraftgesetz des piezoelektrischen Wandlers aus unserem allgemeinen Gesetz herzuleiten. Es liegt in der Natur der Sache, daß die Ableitungen aus dem allgemeinen Gesetz um so umständlicher werden, je einfacher das betreffende spezielle Kraftgesetz ist. Hatten wir vielleicht schon bei der Herleitung des Kraftgesetzes des elektrodynamischen Wandlers das Gefühl, daß hier ein Spatz mit einer Kanone erlegt wird, so wird dies in verstärktem Maße bei dem piezoelektrischen Wandler der Fall sein. Es scheint mir aber doch nicht wertlos, auch die Gesetze dieser Wandler, die ja unmittelbar auf physikalischen Elementargesetzen beruhen, auf diese Weise einmal abzuleiten, da damit erstens der hier gegebene systematische Aufbau geschlossen wird und zweitens sich deutliche Hinweise auf Nebeneffekte geben, die man in der Praxis vermeiden muß, wenn man diese Umwandlungen rein zur Wirkung bringen will, wie wir dies ja bereits bei der oben gegebenen Herleitung des Kraftgesetzes des elektrodynamischen Wandlers gesehen haben.

Während bei den magnetischen Wandlern der Strom in allen Raumpunkten, in denen er fließt, denselben Wert hat, haben die Potentialdifferenzen in den Feldern der elektrischen Wandler eine räumliche Verteilung. Wir müssen also auch eine räumliche Differentiation nach mindestens einer der in Gl. (43) auftretenden Potentialdifferenzen u_1 , u_2 oder $u_2 - u_1$ zulassen.

Betrachten wir das in Abb. 6 gezeichnete Modell. Der Leiter 2 besitze eine konstante Ladung ρ und

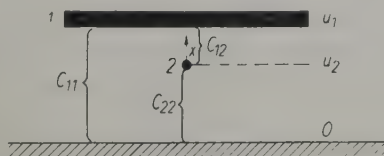


Abb. 6. Modell zum Verständnis der piezoelektrischen Kraftwirkung.

befinde sich in dem homogenen Feld des Leiters 1. Es ist also

$$C_{22}u_2 + C_{12}(u_2 - u_1) = \rho. \quad (63)$$

Der Leiter 2 und seine Ladung seien ferner so klein, daß er keine Verzerrung des Feldes des Leiters 1 hervorruft, mit anderen Worten, er wirke als „Probeladung“ für dieses Feld. Dann ist in erster Annäherung $C_{12} = C_{22} = 0$, also auch $dC_{12}/dx = dC_{22}/dx = 0$ und bei einer Bewegung dieser Ladung bleibt $C_{11} = \text{const}$ d. h., es ist auch $dC_{11}/dx = 0$.

Aus Gl. (65) und (66) folgt schließlich das Kraftgesetz des piezoelektrischen Wandler in der bekannten Form

$$k = \gamma F u_1. \quad (67)$$

Unsere Ableitung zeigt gleichzeitig, daß der piezoelektrische Effekt nur dann rein zur Wirkung kommt, wenn alle kapazitiven Änderungen zu vernachlässigen sind. In Resonanz wird dies stets der Fall sein. Außerhalb der Resonanz kann man aber oft dC_{11}/dx nicht vernachlässigen, und es tritt dann

Tabelle II
Die elektrischen Wandler

Type	Charakterisiert durch	Gesetz für die Wechselkraft	Bekannte Form des Gesetzes
Tangentieller dielektrischer Wandler	$\frac{dC_{11}}{dx} = 0, \quad \frac{dC_{22}}{dx} = 0$ $\frac{dC_{12}}{dx} = \text{const}$	$k \sim u \sim u_0 \frac{dC_{12}}{dx}$	
Piezoelektrischer Wandler	$\frac{dC_{11}}{dx} = 0, \quad \frac{dC_{22}}{dx} = 0$ $\frac{dC_{12}}{dx} = 0$	$k \sim \sum \rho \frac{du_2}{dx}$	$= \gamma F u_1$
Normaler dielektrischer Wandler	$\frac{d(1/C_{11})}{dx} = 0, \quad \frac{d(1/C_{22})}{dx} = 0$ $\frac{d(1/C_{12})}{dx} = \text{const}$	$k \sim q \sim q_0 \frac{d(1/C_{12})}{dx}$	$= \frac{q_0}{\epsilon_0 \epsilon} \int i dt$
Elektrostriktiver Wandler	$d\epsilon = \text{const}$ $d\sigma = \text{const}$	$k_v \sim u \sim u_0 \frac{dC}{dV}$ oder $k_v \sim q \sim q_0 \frac{d(1/C)}{dV}$	

Bei einer Bewegung des Leiters 2 ist nur das Potential u_2 mit x veränderlich. Daher wird

$$k = \frac{dW_e}{dx} = C_{22}u_2 \frac{du_2}{dx} + C_{12}(u_2 - u_1) \frac{d(u_2 - u_1)}{dx} \quad (64)$$

oder wegen Gl. (63)

$$k = \rho \frac{du_2}{dx} = \rho \frac{u_1}{d}. \quad (65)$$

Damit haben wir auf diesem (Um-)Wege das wohlbekannte Kraftgesetz für eine punktförmige Ladung im homogenen Feld erhalten.

Bei einem Piezokristall ist ein ganzes Gitter von punktförmigen Ladungen verschiebbar. Summieren wir über alle Ladungen dieses Gitters, so wird

$$\rho = \gamma dF, \quad (66)$$

wobei γ die Summe aller Ladungen der Raumeinheit ist.

noch eine dielektrische Kraft mit quadratischem Kraftgesetz deutlich in Erscheinung.

Abschließend fassen wir auch das Resultat unserer Untersuchungen über die elektrischen Wandler in der Tabelle II zusammen.

(Eingegangen am 23. September 1953.)

Schrifttum

- [1] HECHT, H., Die elektroakustischen Wandler. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1941; 2. Aufl. 1951.
- [2] Members of the Staff of the Department of Electrical Engineering MIT, Electric circuits. J. Wiley, New York 1948.
- [3] FISCHER, F. A., Über die prinzipiellen Möglichkeiten der elektroakustischen Energieumwandlung und ihre Klassifizierung. Arch. elekt. Übertrag. **3** [1949], 129—135.
- [4] FISCHER, F. A., Grundzüge der Elektroakustik. Fachverlag Schiele & Schön, Berlin 1950.
- [5] FISCHER, F. A., Über die verschiedenen Darstellungen der elektroakustischen Wandler. Arch. elekt. Übertrag. **7** [1953], 569—574.

BEMERKUNGEN ÜBER WIRKUNGSGRADMESSUNGEN AN FLÜSSIGKEITSSCHALLWANDLERN

Von H. THIEDE
Atlas-Werke A. G., Bremen

Zusammenfassung

Es wird eine Schilderung der Wirkungsgradmessung für Resonanz-Flüssigkeitsschallwandler gebracht und eine einfache Formel abgeleitet, die den Wirkungsgrad aus vier Meßpunkten zu bestimmen gestattet.

Summary

The measurement of the efficiency of resonance liquid transducers is described and a simple formula is developed which permits one to determine the efficiency from four measurements.

Sommaire

La mesure du rendement de transducteur à résonance d'un liquide est décrite, et une formule très simple est établie qui permet de déterminer le rendement à partir de quatre points de mesure.

Die Flüssigkeitsschallwandler, speziell die Wandler der Wasserschalltechnik, sind — soweit es sich um Strahler handelt, die mit größeren Leistungen betrieben werden — Resonanzgebilde. Sie arbeiten mit einer definierten festen Frequenz. Bekannte Typen sind der elektromagnetische, der elektrodynamische, der magnetostriktive, der piezoelektrische und der elektrostriktive Wandler.

Ein Maß für die Güte derartiger Wandler ist ihr elektroakustischer Wirkungsgrad η_{ea} .

Es wird ein Verfahren beschrieben, das die Bestimmung dieses Wirkungsgrades aus vier Meßwerten gestattet. Dieses Verfahren ist besonders für Reihenprüfungen derartiger Strahler geeignet; vor allem im Schall- und unteren Ultraschallbereich, wo die Wellenlänge noch so groß ist, daß die einfacheren Messungen mit Hilfe des Schallstrahlungsdruckes nicht am Platze sind.

Zur Bestimmung des Wirkungsgrades η_{ea} betrachten wir ein Ersatzschaltbild, das man ganz allgemein für Resonanz-Flüssigkeitsschallwandler wählen kann (Abb. 1). Dabei bedeuten R_z und jX_z Wirk- und Blindwiderstand der Zuleitung. Nach Abb. 1 sind die Zuleitungsverluste:

$$N_z = U_1^2 \cdot \frac{R_z}{R_z^2 + X_z^2} \quad (1)$$

Weiter sind R_e und jX_e der elektrische Verlustwiderstand und Blindwiderstand des Wandlers. X_e ist beispielsweise beim piezoelektrischen und elektrostriktiven Wandler dessen Kapazität, beim elektromagnetischen bzw. beim magnetostriktiven Wand-

ler die Induktivität der Erregerspule. Die elektrischen Verluste sind

$$N_{el} = U_0^2 \cdot \frac{R_e}{R_e^2 + X_e^2} \quad (2)$$

Im mechanischen Kreis liegen die Werte L_m und C_m als Ersatzschaltbilder für Masse und Nachgiebigkeit des Wandlers, ferner R_v und R_s als Ersatzschaltbilder für den mechanischen Verlustwiderstand und den akustischen Strahlungswiderstand.

Es wird $R_s + R_v = R_0$ gesetzt.

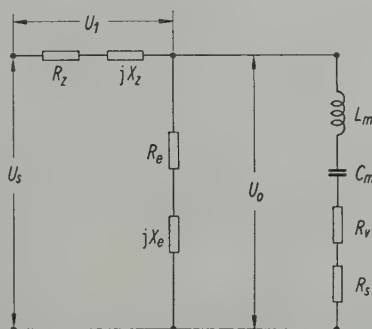


Abb. 1. Allgemeines Ersatzschaltbild von Resonanz-Flüssigkeitsschallwandlern.

Uns interessiert die von diesem Kreis mechanisch aufgenommene Leistung N_{mech} im mechanischen Resonanzpunkt, wo $\omega_0 L_m = 1/\omega_0 C_m$ ist; sie beträgt

$$N_{mech} = U_0^2 \cdot \frac{1}{R_0} \quad (3)$$

An den Klemmen des Wandlers liegt die Spannung U_s . Wir setzen

$$R_{zs}^2 = R_z^2 + X_z^2 \text{ und } R_{sch}^2 = R_e^2 + X_e^2.$$

Damit ist

$$\left(\frac{U_1}{U_0}\right)^2 = \frac{R_{zs}^2 (R_{sch}^2 + 2 R_e R_0 + R_0^2)}{R_0^2 R_{sch}^2}. \quad (4)$$

Wir setzen ferner

$$R_{sch}^2 R_0 = X, \quad R_e R_0^2 = Y, \quad R_z (R_0^2 + 2 R_e R_0 + R_{sch}^2) = Z$$

und

$$N_z + N_{el} + N_{mech} = N_{ges}.$$

Dann bezeichnet man bekanntlich

$$\frac{N_{mech}}{N_{ges}} = \eta_{em} \quad (5)$$

als den elektromechanischen Wirkungsgrad, dabei ist

$$\eta_{em} = \frac{X}{X + Y + Z}. \quad (6)$$

Vergleichsweise sind

$$\frac{N_{el}}{N_{ges}} = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad \text{und} \quad \frac{N_z}{N_{ges}} = \frac{Z}{X + Y + Z}.$$

Da aber nur der an R_s liegende Teil der Spannung U_0 akustisch wirksam ist — die Spannung liegt ja über $R_s + R_v = R_0$ — ist $R_s/R_0 = \eta_{ma}$ der mechanisch-akustische Wirkungsgrad, und der Gesamtwirkungsgrad wird

$$\eta_{ea} = \eta_{em} \cdot \eta_{ma} \quad (7)$$

$$= \frac{R_s}{R_0} \cdot \frac{R_{sch}^2 \cdot R_0}{R_{sch}^2 \cdot R_0 + R_e R_0^2 + R_z (R_0^2 + 2 R_e R_0 + R_{sch}^2)}.$$

Die Bestimmung der Werte R_s , R_0 , R_z , R_e , X_z und X_e ist umständlich, und man kann vielfach experimentell folgendermaßen einfacher zur Bestimmung von η_{ea} kommen, wenn man — was bei den meisten Flüssigkeitwandlern der Fall ist — den Zuleitungswiderstand R_z vernachlässigen kann. Dann wird

$$\eta_{em} = \frac{X}{X + Y} = \frac{1}{1 + \frac{R_e (R_v + R_s)}{R_{sch}^2}}, \quad (8)$$

wobei für R_0 hier $R_v + R_s$ gesetzt worden ist.

Man erhält diesen Wert η_{em} , wenn der Wandler seine Schallenergie in eine Flüssigkeit abstrahlt. Läßt man ihn jedoch ohne Strahlungswiderstand arbeiten, was man z. B. dadurch erreicht, daß man seine Strahlfläche mit einem Luftkissen abdeckt, so bekommt man einen anderen Wert:

$$\eta'_{em} = \frac{1}{1 + \frac{R_e \cdot R_v}{R_{sch}^2}}. \quad (8a)$$

Daraus folgt

$$R_v = \frac{R_{sch}^2}{R_e} \left(\frac{1}{\eta'_{em}} - 1 \right) \quad (9)$$

und aus Gl. (8):

$$R_s = \frac{R_{sch}^2}{R_e} \left(\frac{1}{\eta_{em}} - \frac{1}{\eta'_{em}} \right). \quad (9a)$$

Aus diesen Werten läßt sich

$$\frac{R_s}{R_0} = \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta'_{em}} \quad (10)$$

errechnen.

Die Werte η'_{em} und η_{em} lassen sich experimentell nach Abb. 2 folgendermaßen bestimmen:

Man mißt die vom Wandler aufgenommene Leistung bei konstanter erregender Kraft¹ in vier Punkten:

1. weit unterhalb der Resonanz;
dort ergibt sich ein Leistungswert U.

2. weit oberhalb der Resonanz;
dort ergibt sich ein Leistungswert O.

Die Verbindungslinie von U und O hat bei der Resonanzfrequenz den Wert B. In U und O findet praktisch keine Umwandlung in mechanische Schwingungsenergie statt, so daß die Gerade UBO die elektrischen Verluste N_{el} darstellt.

3. in der mechanischen Resonanzfrequenz bei Schallabstrahlung in die Flüssigkeit;
die aufgenommene Leistung hat den Wert A.

4. in der mechanischen Resonanzfrequenz² beim Betrieb ohne Strahlungswiderstand, wobei also die Strahlfläche an Luft grenzt;
die aufgenommene Leistung hat den Wert A'.

Nennen wir den Abszissenpunkt bei der Resonanzfrequenz C (vgl. Abb. 2) und den Wert BC = V, den Wert AB = W und A'B = L, so ist $W/(W + V)$ nichts anderes als η_{em} und $L/(L + V) = \eta'_{em}$.

Unter Einsetzen dieser Werte wird nach Gl. (7) und (10):

$$\eta_{ea} = \frac{1 - (W/L)}{1 + (V/W)}. \quad (11)$$

Diese Formel zeigt klar den Zusammenhang zwischen dem Wirkungsgrad η_{ea} , den „Resonanzüberhöhungen“ W und L und den elektrischen Ver-

¹ Das bedeutet, daß man beim elektromagnetischen und magnetostriktiven Wandler den Quotienten Spannung durch Frequenz, beim elektrodynamischen Wandler den Strom und beim piezoelektrischen die Spannung und beim elektrostriktiven Wandler Strom/Frequenz konstant hält.

² Bei Wandlern mit hoher Strahlungsdämpfung liegt die zweite Resonanzstelle bei einer etwas höheren Frequenz als die erste, jedoch ist dieser Unterschied im Rahmen dieser Betrachtung vernachlässigbar.

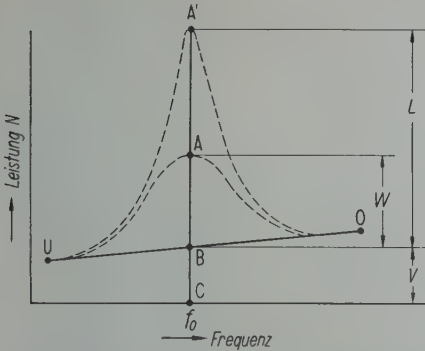


Abb. 2. Leistungsaufnahme in und außerhalb der Resonanz; AC mit, A'C ohne Strahlungswiderstand in der Resonanzfrequenz; UBO elektrische Verlustlinie.

lusten V . Mit einem Zähler < 1 und einem Nenner > 1 bleibt η_{ea} stets < 1 , konvergiert aber um so mehr gegen 1, je größer L im Vergleich zu W und je geringer V im Vergleich zu W wird, mit Worten: je größer die Resonanzüberhöhung beim Betrieb ohne Strahlungswiderstand gegenüber dem Betrieb mit Strahlungswiderstand ist und je kleiner die elektrischen Verluste im Vergleich zur mechanisch aufgenommenen Leistung sind.

Für magnetostriktive Schwinger muß hier eine Bemerkung gemacht werden. Hier wird oft der Wert η'_{em} bei völlig trockenem Schwinger gemessen und die Werte A' bzw. L werden aus dieser Messung ermittelt. Das ist nicht richtig für aus Lamellen aufgebaute Schwinger; denn beim Betrieb im Wasser saugt sich der aus Lamellen aufgebaute Schwinger voll Wasser, und das zwischen den Lamellen befindliche Wasser ergibt eine zusätzliche Verlustdämpfung.

Zur richtigen Feststellung des Wirkungsgrades ist es daher erforderlich, den „gewässerten“ Schwinger, das soll heißen, den Schwinger nach längerem Liegenlassen im Wasser, zur Aufnahme des Wertes η'_{em} im Wasser zu belassen und gegen die Strahlfläche ein Luftkissen zu halten, bzw. sie gerade eben über die Wasseroberfläche zu bringen.

Zusammenfassend genügt es also, die Meßwerte W , L und V mittels vierer Meßpunkte zu bestimmen, und zwar mißt man die aufgenommene Leistung weit unterhalb und oberhalb der mechanischen Resonanz, wodurch man die Punkte U und O erhält. Ferner mißt man im mechanischen Resonanzpunkt zwei Leistungswerte, erstens, indem der Wandler seine Schallenergie auf die Flüssigkeit abstrahlt, zweitens, indem der Wandler akustisch nicht belastet wird, die Strahlfläche sich also in Luft befindet. Aus diesen vier Werten erhält man die Diagrammpunkte A, A', U und O und damit die Werte W , L und V .

Zum Verständnis des Zusammenhanges zwischen Gl. (11) und der Wirkungsgradbestimmung aus den Resonanzkurven mit und ohne Strahlungswiderstand benutzen wir die von HAHNEMANN und HECHT [1] gegebene Beziehung

$$\frac{\vartheta \cdot \eta_{em}}{1 - \eta_{em}} = \frac{\vartheta' \cdot \eta'_{em}}{1 - \eta'_{em}},$$

wobei ϑ (ϑ') das logarithmische Dekrement der Resonanzkurve ist. Damit läßt sich Gl. (10) schreiben:

$$\eta_{ima} = \frac{R_s}{R_0} = \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta'_{em}} = \frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}$$

und man erhält die bekannte Form

$$\eta_{ea} = \eta_{em} \cdot \frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}. \quad (11a)$$

Wie man sieht, ist es aber nicht nötig, die ganze Resonanzkurve durchzumessen, sondern es genügen vier Meßpunkte.

Die Bestimmung des Wirkungsgrades nach Gl. (11) bzw. Gl. (11a) gilt aber nur, wenn man den Zuleitungswiderstand R_z vernachlässigen kann; anderenfalls muß man Formel (7) heranziehen.

Die Bestimmung der einzelnen Teilwiderstände kann dann beispielsweise aus den R_{wirk} - und R_{blind} -Kreisdiagrammen [2] erfolgen.

Untersucht man noch die Optimalbedingung für η_{em} bzw. η_{ea} bei gegebenem η'_{em} , so läßt sich unter Benutzung von Gl. (10) $\eta_{em opt}$ bzw. $\eta_{ea opt}$ auf eine einfache Form bringen.

Setzen wir

$$\eta_{ea} = \eta_{em} \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta'_{em}} = f(\eta_{em}),$$

so erhalten wir mit $df/d\eta_{em} = 0$

$$\eta_{em opt} = 1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}} \quad (12)$$

und³

$$\eta_{ea opt} = 2 \frac{1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}}}{\eta'_{em}} - 1. \quad (13)$$

(Eingegangen am 23. Juli 1953.)

Schrifttum

- [1] HAHNEMANN, W. u. HECHT, H., Phys. Z. **20** [1919], 104—114.
- [2] BUTTERWORTH, S. u. SMITH, F. D., Proc. phys. Soc. **43**. [1931], 166.
- [3] HECHT, H., Die elektroakustischen Wandler. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1951, S. 26.

³ Die Aussage gibt HECHT in anderer Form [3], indem er die optimale Dämpfung $d_{s opt} = \sqrt{d(H + d_r)}$ berechnet. Beide Formen lassen sich ineinander umrechnen.

Nachtrag zur Arbeit:

Über die Dämpfung der Biegeschwingungen dünner Bleche durch fest haftende Beläge

Von H. OBERST unter Mitwirkung von K. FRANKENFELD

(Acustica 2 [1952], Beiheft 4, AB 181—AB 194)

Herr L. CREMER, München, hat zu dem im Abschnitt 3 der oben genannten Arbeit behandelten Meßverfahren eine Frage angeschnitten, die in der Arbeit nur gestreift wurde, weil sie für das Verständnis der Methode nicht wesentlich ist. Sein Hinweis läßt es jedoch ratsam erscheinen, auf diese Frage etwas näher einzugehen.

Man kann die Schwingungsamplituden des Blechstreifens, der als Meßobjekt dient, auf verschiedene Weise messen, beispielsweise mit einer kapazitiven Sonde. In dem im Abschnitt 3 beschriebenen Verfahren wird ein Kristalltonabnehmer benutzt, dessen Nadel in einem Schwingungsknoten des Blechstreifens angesetzt wird, so daß sie die Schwingungen nur wenig dämpft. Wegen seiner einfachen Handhabung ist dieses Verfahren für Routinemessungen gut geeignet.

Bei der Bestimmung der Dämpfung aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve wird die Gültigkeit der Gl. (21) (s. Abschn. 3) vorausgesetzt, der die Annahme zugrunde liegt, daß sich in Gl. (20) die Zählerfunktion $g(x)$ an der Ansatzstelle x der Nadel in der engeren Umgebung der betrachteten Resonanzstelle f_0 nur unmerklich mit der Frequenz ändert. Die Berechtigung dieser Annahme wurde in der im Abschnitt 3 angegebenen Weise geprüft. Ergänzend hierzu sei noch nachgetragen, daß anfangs die Schwingungsamplituden am Streifenende gemessen wurden. Dabei wurde aber im Falle des blanken Bleches eine leichte Verschiebung der Resonanzfrequenzen nach tiefen Frequenzen beobachtet, die auf die Belastung des Streifens durch die Impedanz der Nadel zurückzuführen war. Außerdem wurde die Dämpfung durch die Reibung der Nadel am Blech etwas erhöht. Bei der Messung im Knoten entsprach die Resonanzfrequenz der im Abklingversuch gemessenen Eigenfrequenz und der an Hand der Resonanzkurve ermittelte Verlustfaktor dem aus der Abklingzeit berechneten Wert (s. dazu Tabellen I und II der Arbeit). Bei stärker gedämpften Blechen mit Belag waren die Einflüsse der Nadel am Streifenende nicht mehr merklich, d. h. die gemessenen Werte der Resonanzfrequenz und des Verlustfaktors änderten sich nur noch unwesentlich bei Verschiebung der Nadel vom Streifenende in Richtung auf den ersten Schwingungsknoten. Damit war der experimentelle Nachweis geführt, daß das Meßverfahren zuverlässige Resultate liefert.

Herr CREMER weist nun auf eine Schwierigkeit hin, diese experimentellen Befunde zu verstehen: Wenn man die Nadel bei der Resonanzfrequenz genau im Schwingungsknoten ansetzt, so sollte dort bei verschwindend kleiner

Dämpfung wegen des Fehlens der Transversalbewegung keine Anregung der Nadel möglich sein. Bei größerer Dämpfung stellte zwar der Knoten nur ein Bewegungsminimum mit endlicher Schwingungsweite dar; seine Lage müßte sich aber mit der Frequenz verschieben, und eine Fälschung des Meßergebnisses müßte die Folge sein.

Hierzu ist zunächst zu bemerken, daß beim ungedämpften Blechstreifen im Schwingungsknoten zwar keine Transversalbewegung, wohl aber eine auf die Drehung des Streifenquerschnittes zurückzuführende Tangentialbewegung an der Blechoberfläche, die die Nadel berührt, vorhanden ist. Der Tonabnehmer ist kein genügend richtungsselektives Meßgerät. Er spricht auch auf die Tangentialkomponente an, und daher kommt es, daß auch im Knoten der Transversalschnelle die Nadel angeregt wird.

In der Gl. (20), die die Bewegung des Blechstreifens beschreibt, beherrscht die Funktion $g(x)$, genauer $g(f, x)$, im Zähler das Interferenzfeld längs des Streifens, die Funktion im Nenner den Verlauf der Resonanzüberhöhung. Während $g(f, x)$ für die verschiedenen Zustandsgrößen verschieden ist, ist die Nennerfunktion für alle Zustandsgrößen die gleiche, insbesondere also auch für die Transversal- und die Tangentialkomponente der Bewegung an der Blechoberfläche. Das Interferenzfeld, wie es der Tonabnehmer „sieht“, entspricht nicht dem der Transversalschnelle; für ihn durchläuft $g(f, x)$ an der Stelle des Knotens der Transversalkomponente kein scharfes Minimum. Es kommt nur darauf an zu zeigen, daß sich an der Meßstelle für den Tonabnehmer $|g(f, x)|$ in der Umgebung des Resonanzmaximums, das durch das Minimum der Nennerfunktion bestimmt ist, im Vergleich zu dieser nur unmerklich mit der Frequenz f ändert, wie es in der oben genannten Arbeit angenommen wurde. Die experimentellen Befunde haben die Berechtigung dieser Annahme sowohl beim schwach wie beim stärker gedämpften Streifen bestätigt, und sie haben überdies gezeigt, daß der Ansatz der Nadel genau im Knoten der Transversalschnelle nicht kritisch ist.

Es ist der Zweck dieses Nachtrages, darauf hinzuweisen, daß man bei der Anwendung des im Abschnitt 3 beschriebenen Meßverfahrens mit der nötigen Vorsicht vorgehen muß. Die oben erörterten Probleme treten nicht auf, wenn man die Schwingungsamplituden mit einem Meßgerät, das den Blechstreifen nicht merklich belastet, also beispielsweise mit einer kapazitiven Sonde, am Streifenende mißt.

Herrn L. CREMER bin ich für seinen kritischen Hinweis zu Dank verpflichtet. H. Oberst.

Gründung eines Fachnormenausschusses „Akustik“ im Deutschen Normenausschuß

Am 9. September 1953 fand in Braunschweig bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt die Gründungssitzung des Fachnormenausschusses Akustik statt, zu der der Deutsche Normenausschuß Vertreter der interessierten Behörden, Verbände, Firmen und Institute eingeladen hatte. Die Gründung eines akustischen Ausschusses hatte sich als notwendig erwiesen, da bisher in Deutschland eine geeignete Stelle fehlte, die in der Lage war, die aufgeworfenen Fragen einheitlich zu bearbeiten und deutsche Delegationen für internationale Normentagungen zusammenzustellen. Der „Fachnormenausschuß Akustik“ ist sozusagen die Nachfolgeorganisation des „Deutschen Akustischen Ausschusses“, der bis Kriegsende bestand. Um eine Verwechslung mit dem „Fachausschuß Akustik“ des Verbandes der Deutschen Physikalischen Gesellschaften zu vermeiden, wurde der alte Name jedoch fallengelassen und der Ausschuß in „Fachnormenausschuß Akustik“ umbenannt.

Zum Vorsitzenden wurde Prof. Dr. M. GRÜTZMACHER, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, zum Stellvertretenden Vorsitzenden Prof. Dr. W. REICHARDT, Technische Hochschule Dresden, gewählt. Für die Geschäftsführung wird vom Deutschen Normenausschuß ein

Sachbearbeiter gestellt. Die Mitglieder setzen sich aus je einem Vertreter der an der Normung interessierten Organisationen, aus den Obleuten der zum Ausschuß gehörigen Arbeitsausschüsse und aus besonders gewählten Sachverständigen als persönliche Mitglieder zusammen.

Der „Fachnormenausschuß Akustik“ bedient sich zur Durchführung seiner Aufgaben, insbesondere auf dem Gebiete der internationalen Normung, der „Arbeitsausschüsse“. Sofern solche Ausschüsse schon im Rahmen anderer Fachnormenausschüsse bestehen, sollen sie künftig als Gemeinschaftsausschüsse mit dem „Fachnormenausschuß Akustik“ gelten. Hierzu gehören die Fachausschüsse „Magnetongeräte“, „Phonogeräte“, „Schallübertragung“, „Lautsprecher“, „Elektronische Hörhilfen“ und „Luftschallmikrophone“ im Fachnormenausschuß Elektrotechnik, „Bauakustisches Messen“ im Fachnormenausschuß „Materialprüfung“ sowie „Terminologie der Akustik“ im Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Neu gegründet werden sollen die Arbeitsausschüsse: „Stimmton“, „Ultraschall“, „Lautstärke- und Geräuschmessung“, „Übertragungsverzerrungen“, „Audiometrie“ und „Oktav- und Terzfilter“. W. Kallenbach.

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE

sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS

sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT

unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

ACUSTICA

edited by

Prof. Dr. C. W. KOSTEN

editor-in-chief

DELFT

publié par

Dr. F. CANAC
MARSEILLE

herausgegeben von

Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE

Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

TABLE DE MATIÈRES

CONTENTS

INHALT

- PARKIN, ALLEN, PURKIS and SCHOLLES, *The acoustics of the Royal Festival Hall, London* 1—21
- GUITTARD, *Étude théorique de mouvements vibratoires avec obstacles et discontinuités* 22—32
- KURTZE and TAMM, *Measurements of sound absorption in water and in aqueous solutions of electrolytes* 33—48

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

1953

Vol. 3, No. 1

pp. 1—48

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement. — Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des *sommaires* en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le *texte* doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clicables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«*Acustica*». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le *texte* d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent pas d'honoraires, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les *unités du système pratique rationalisé*, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«*Acustica*» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent Dr. E. G. Richardson, King's College, Newcastle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subtitles that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«*Acustica*» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstrasse 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, *kurze Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text* selbst und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «*Acustica*» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «*Acustica*» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. *Abonnements* sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällige erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungs-exemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.

MAY 12 1953

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE
sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS
sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT
unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

ACUSTICA

edited by

Prof. Dr. C. W. KOSTEN

editor-in-chief

DELFT

publié par
Dr. F. CANAC
MARSEILLE

Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE

herausgegeben von

Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

TABLE DE MATIÈRES

CONTENTS

INHALT

PARBROOK, <i>An acoustic interferometer for high fluid pressure</i>	49—54
SCHRÖDER, <i>Der Schallschluckgrad als Funktion des Schalleinfallswinkels</i>	54—66
EXNER and HAMPE, <i>Experimental determination of the damping of pulsating air bubbles in water</i>	67—72
KIETZ, <i>Das räumliche Hören</i>	73—86
SHAW, <i>The attenuation of the higher modes of acoustic waves in a rectangular tube</i>	87—95

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Vol. 3, No. 2

1953

pp. 49—96

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement. — Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des *sommaires* en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le texte doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clicables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«*Acustica*». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le texte d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent pas d'honoraires, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les *unités du système pratique rationalisé*, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«*Acustica*» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent to Dr. E. G. Richardson, King's College, New-castle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subscripts that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«*Acustica*» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstrasse 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, *kurze Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text* selbst und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «*Acustica*» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «*Acustica*» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. *Abonnements* sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zürich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällig erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungsexemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.



AG, Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei

JUL 16 1953

TECHNICAL REFERENCE LIBRARY
NAVAL MEDICAL RESEARCH INSTITUTE
BETHESDA, MARYLAND

AKUSTISCHE BEIHEFTE

Herausgegeben von

M. GRÜTZMACHER und E. MEYER

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift

ACUSTICA

INHALT

<i>FELDTKELLER und ZWICKER, Die Größe der Elementarstufen der Tonhöhenempfindung und der Lautstärkeempfindung</i>	97—100
<i>ZWICKER und SPINDLER, Über den Einfluß nichtlinearer Verzerrungen auf die Hörbarkeit des Frequenzvibratos</i>	100—104
<i>EXNER und BÖHME, Messung der Körperschalldämmung bei Biegewellen . . .</i>	105—110
<i>KUHL, Die Eigenschaften wassergefüllter Rohre für Widerstands- und Schallgeschwindigkeitsmessungen</i>	111—123
<i>GÄRTNER, Über die Möglichkeit der Zerkleinerung suspendierter Stoffe durch Ultraschall</i>	124—128
<i>LOTTERMOSER, Vergleichende Untersuchungen an Orgeln</i>	129—138
<i>NAAKE, Experimentelle Schwingungsuntersuchungen an Eisenbahnschienen . . .</i>	139—147
<i>KURZ, Die nichtlinearen Verzerrungen von Geigenresonanzböden</i>	148—151
<i>MEYER ZUM GOTTESBERGE, Audiologentagung 1952</i>	151—152

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Heft 1

1953

S. 97—152

In Vorbereitung befindet sich:

Bericht über die internationale medizinische Ultraschall-Tagung Bad Ischl (7.-10. September 1952)

ca. 100 Seiten mit ca. 30 Abbildungen. Gr. — 8°. ca. sfr. 9.20

Im Einvernehmen mit der Österreichischen „Wissenschaftlichen Vereinigung Ultraschall“

Herausgegeben von Dr. med. KURT ECKEL (Bad Ischl)

INHALTSVERZEICHNIS

Themengruppe A:

Dosierung, Übertragung und Absorption; medizinisch-physikalische Grenzfragen

1. R. POHLMAN (Zürich): Dosisfestlegung für medizinische Anwendung.
2. C. FLOISSON (Paris): Mésure absolue de la puissance acoustique.
3. W. GÜTTNER (Erlangen): Über Ultraschalldosierung.
4. G. KÖLLE (Berlin-Buch): Der heutige Stand der Dosimetrie.
5. H. BORN (Frankfurt/M.): Der Kopplungsfaktor bei der Dosierung.
6. F. SEIDL (Wien): Schalldurchdringung am menschlichen Schläfenbein.
7. F. LETTOWSKY u. K. ECKEL (Bad Ischl): Medizinische Ultraschalltechnik.
8. H. KELLER (Reinbek): Mechanismus der Absorption im Gewebe.
9. W. DEGENER (Berlin): Fluoreszenz und Phosphoreszenz des Schallfeldes.
10. W. DAUM (Braunau): Schalldarstellung mit der Schlierenmethode.

Themengruppe B:

Wirkungsmechanismus; biologische, biophysikalische Fragen; Experimentelles, Pathologie und Physiologie

11. H. HOMPECH (Dortmund): Mechanismus der bakteriziden Wirkung.
12. K. WOEBER (Bonn): Histologische Untersuchungen über US, UKW und Überwärmung auf die Mitosen des Walker-Carcinoms.
13. K. WOEBER u. W. KLUG (Bonn): Kombinierte Röntgen- u. US-Behandlung des Tierkrebses.
14. W. KNAPP (Tübingen): Immunogene Wirkung beschallter Typhusbakterien.
15. G. VELTMANN (Bonn): Tuberkulose-Antigen.
16. W. SCHUMACHER (Berlin): Versuche an Schimmelpilzsporen.
17. A. BARONE e L. VIVALDI (Roma): Sopra il trattamento con del bacillo „Proteus“.
18. W. D. KEIDEL (Erlangen): Cochleaströme bei inadäquater Reizung des Ohres mit US.
19. K. SCHIKORSKY (Hamburg): Neuraler Wirkungsmechanismus des US.
20. H. V. GIERKE (Ohio): Ausbreitung mechanischer Energie im Körpergewebe.
21. W. GLOGGENGIESSER (München): Zur morphologischen Pathologie der US-Wirkung.
22. O. BAUER (München): Wirkung auf Kaninchenovarien.
23. M. CARLOS (Concepcion): Einfluß auf Ovar und Scheidenabstrich.
24. S. KOEPPEN (Wolfsburg): Zur biologischen Wirkung des US.
25. V. TOMBERG (Bruxelles): Kavitationsschwelle beim biologischen Vorgang.
26. F. TSCHANNEN (Bern): Elektromyographische Forschungen.
27. H. MAZOUÉ, P. CHAUCHARD, J. GLIGORIJEVIC et R. G. BUSNEL (Jouy-en-Josas): Action spécifique des US.
28. E. VYSLONZIL (Wien): Vestibularapparat und US (Film).
29. T. HILBERT u. K. ECKEL (Bad Ischl): Mit US vorbehandeltes Eigenblut.

Themengruppe C:

Indikationen und Klinik des US; neue Erfahrungen; Vergleiche und Kombinationen mit anderen Therapien

30. K. STUHLFAUTH (München): US bei internen Krankheiten.
31. K. Th. DUSSIK (Boston): Therapie der Erkrankungen des ZNS.
32. B. BRUNI (Udine): Krankheiten des Verdauungsapparates.
33. P. BUGARD, P. VALADE, E. COSTE et L. SALLE (Paris): Le syndrome traumatovibatoire.
34. F. FANUCCI, P. PARISCENTI e M. GIRELLI (Milano): Distretti neurovegetativi.
35. J. VAN WENT (Amsterdam): Bindegewebs-Veränderung bei Wirbelsäulen-Erkrankungen.
36. F. ZACH (Wien): US-Wirkung am vegetativen System.
37. U. HINTZELMANN (Wiesbaden): US und Rheuma-Therapie.
38. A. ZAUNER, E. BATALLA u. G. ROSES QUEROL (Barcelona): Rheumatische Affektionen.
39. E. UNGEHEUER u. G. GLENK (Frankfurt/M.): US-Behandlung bei rezidivierender Ischialgie.
40. F. FANUCCI, M. GIRELLI e S. INGENIEROS (Milano): Risultati raggiunti con la terapia ultrasonica.
41. W. A. DALICHO (Gera): Periarthritis humeroscapularis und US.
42. H. SCHNEIDER (Innsbruck): US-Behandlung der Tendopathie.
43. M. PORTMANN et L. BARBE (Bordeaux): US en Oto-Rhino-Laryngologie.
44. K. ECKEL (Bad Ischl): Muskuläre Erkrankung und US.
45. K. HENKEL (Garmisch-Partenkirchen): „Mikrodosen“.
46. K. WOLLMANN (Berlin): Lokale oder segmentale Beschallung?
47. G. WILLIAM (Linz): Erfahrungen bei 300 US-Therapiestellen.
48. J. J. WILD and J. M. REID (Minnesota): Studies on biological tissues.
49. W. GÜTTNER (Erlangen): US-Abbildung am menschlichen Schädel.
50. H. BOLT and T. F. HUETER (Cambridge, USA): Transcranial transmission.
51. K. Th. DUSSIK (Boston): Diagnostik mittels Hyperphonographie.

S. HIRZEL VERLAG ZÜRICH

JUL 15 1953

TECHNICAL REFERENCE LIBRARY
NAVAL MEDICAL RESEARCH INSTITUTE
BETHESDA, MARYLAND

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE
sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS
sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT
unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

ACUSTICA

edited by

Prof. Dr. C. W. KOSTEN

editor-in-chief

DELFT

publié par

Dr. F. CANAC
MARSEILLE

Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE

herausgegeben von

Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

TABLE DE MATIÈRES

CONTENTS

INHALT

LIPPERT, <i>The practical representation of standing waves in an acoustic impedance tube</i> . . .	153—160
LANGE, <i>Die Messung der Trittschalldämmung von Decken mit sinusförmiger Erregung</i> . . .	161—168
MUNCEY, NICKSON and DUBOUT, <i>The acceptability of speech and music with a single artificial echo</i>	168—173
HEAD, <i>The effect of wall shape on the decay of sound in an enclosure</i>	174—180
SCHOCH, <i>Remarks on the concept of acoustic energy</i>	181—184
MEYER und GÜTH, <i>Zur akustischen Zähigkeitsgrenzschicht</i>	185—187
MAWARDI, <i>On a variational principle in acoustics</i>	187—191
NICKSON and MUNCEY, <i>Acoustic impedance measurement by the transmission-characteristic method</i>	192—198
LINDSTRÖM, <i>The mercury thermometer</i>	199—200

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Vol. 3, No. 3

1953

pp. 153—200

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement. — Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des sommaires en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le texte doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clicables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«*Acustica*». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le texte d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent *pas d'honoraires*, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les *unités du système pratique rationalisé*, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«*Acustica*» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent to Dr. E. G. Richardson, King's College, Newcastle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subscripts that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«*Acustica*» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstrasse 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, *kurze Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text* selbst und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «*Acustica*» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «*Acustica*» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. *Abonnements* sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zürich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällige erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungsexemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.



AG, Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE

sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS

sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT

unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

NOV 1953

ACUSTICA

edited by

Prof. Dr. C. W. KOSTEN

editor-in-chief

DELFT

publié par

Dr. F. CANAC
MARSEILLE

Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE

herausgegeben von

Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

TABLE DE MATIÈRES

CONTENTS

INHALT

GÜTTNER, Über die Kopplung mechanischer und akustischer Schwingungsgebilde	201—206
VAN ITTERBEEK and MYNCKE, Vibrations of plates covered with a damping layer	207—212
LIÉNARD, Représentation graphique de la résonance d'un oscillateur, utilisable pour l'étude de systèmes non linéaires	212—223
SEIDL, Schalldurchgang durch den menschlichen Knochen	224—226
HAYHURST, The attenuation of sound propagated over the ground	227—232
POWELL, On edge tones and associated phenomena	233—243
GÖSELE, Schallabstrahlung von Platten, die zu Biegeschwingungen angeregt sind.	243—248

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Vol. 3, No. 4

1953

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement. — Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des *sommaires* en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le texte doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clicables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«Acustica». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le texte d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent pas d'honoraires, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les *unités du système pratique rationalisé*, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«Acustica» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent to Dr. E. G. Richardson, King's College, Newcastle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subscripts that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«Acustica» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstrasse 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, *Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text* selbst und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «Acustica» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «Acustica» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. Abonnements sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zürich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällige erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungsexemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.



Faksimile
Druck

AG. Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei

AKUSTISCHE BEIHEFTE

Herausgegeben von

M. GRÜTZMACHER und E. MEYER

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift

ACUSTICA

INHALT

<i>CREMER, Theorie der Luftschall-Dämpfung im Rechteckkanal mit schluckender Wand und das sich dabei ergebende höchste Dämpfungsmaß</i>	<i>249—263</i>
<i>GERBER, Experimentelle Untersuchungen zur Realisierung der theoretisch möglichen Höchstdämpfung der Schallausbreitung in einem rechteckigen Luftkanal mit schluckenden Wänden</i>	<i>264—270</i>
<i>TAMM und AHA, Ein kapazitiver Schnellempfänger für Körperschall</i>	<i>270—273</i>
<i>ZWICKER, Die Veränderung der Modulationsschwellen durch verdeckende Töne und Geräusche</i>	<i>274—278</i>
<i>GROSSKOPF, Die Grenzen der Empfindlichkeit für das Kondensatormikrophon in der Niederfrequenzschaltung</i>	<i>279—290</i>
<i>THIELE, Richtungsverteilung und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen . . .</i>	<i>291—302</i>
<i>KUHL und TAMM, Messung und Schallausbreitung in flüssigkeitsgefüllten Rohren mit schallweichen Wänden</i>	<i>303—316</i>

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

1953 317-364

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE

sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS

sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT

unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

ACUSTICA

publié par
Dr. F. CANAC
MARSEILLE

edited by
Prof. Dr. C. W. KOSTEN
editor-in-chief
DELFT
Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE
Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

herausgegeben von
Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

TABLE DE MATIÈRES	CONTENTS	INHALT
CREMER, <i>Calculation of sound propagation in structures</i>		317—335
TISCHNER, <i>Über den Gehörsinn von Stechmücken</i>		335—343
ROBINSON, <i>The relation between the sone and phon scales of loudness</i>		344—358
PRITCHARD, <i>The directivity of spherical microphones</i>		359—362
PARTHASARATHY, CHARI and SRINIVASAN, <i>Variation of ultrasonic absorption with frequency in organic liquids</i>		363—364

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement.

— Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des *sommaires* en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le texte doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clichables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«Acustica». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le texte d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent *pas d'honoraires*, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les *unités du système pratique rationalisé*, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«Acustica» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent to Dr. E. G. Richardson, King's College, Newcastle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subscripts that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«Acustica» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstraße 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, *kurze Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text* selbst und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «Acustica» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «Acustica» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. *Abonnements* sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zürich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällige erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungsexemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.



AG. Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei

JOURNAL
INTERNATIONAL
D'ACOUSTIQUE
sous le patronage
du Groupement des Acousticiens
de Langue Française

INTERNATIONAL
JOURNAL
ON ACOUSTICS
sponsored by the Acoustics Group
of the Physical Society
of London

INTERNATIONALE
AKUSTISCHE
ZEITSCHRIFT
unter Mitwirkung
des Verbandes der Deutschen
Physikalischen Gesellschaften

ACUSTICA

edited by
Prof. Dr. C. W. KOSTEN
editor-in-chief
DELFT
publié par
Dr. F. CANAC
MARSEILLE

Dr. E. G. RICHARDSON
NEWCASTLE UPON TYNE
Prof. Dr. A. GIACOMINI
ROMA

herausgegeben von
Prof. Dr. E. MEYER
GÖTTINGEN

TABLE DE MATIÈRES	CONTENTS	INHALT
SOMERVILLE, <i>An empirical acoustic criterion</i>		365—369
WALLER, <i>Concerning combined and degenerate vibrations of plates</i>		370—374
PYETT, <i>The acoustic impedance of a porous layer at oblique incidence</i>		375—382
HODGKINSON, <i>The response of a spherical fluid particle suspended in air to irradiation with sound at the natural frequency of the particle</i>		383—390
JANSSEN, <i>A method of measuring the velocity of sound in a few grams of a liquid</i>		391—394
CAMPBELL, <i>Boundary layer absorption in a spherical resonator</i>		395—398
STEINKAMP, <i>Untersuchungen an magnetostruktiven Schwingern bei Frequenzen zwischen 80...500 kHz</i>		399—404
HAUER und KECK, <i>Versuche zur Demonstration von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten</i>		404—406
<i>Letters to the editor, Bookreviews</i>		407—408

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

LES MANUSCRITS EN FRANÇAIS

seront soumis de préférence au Dr. F. Canac, Centre de Recherches, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille, mais pourront également être envoyés directement au rédacteur en chef, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Pays-Bas. Ils devront en principe contenir les résultats de *recherches originales* et inédites. Ils devront être écrits à la machine, en double interligne, sur un côté du papier seulement. — Les articles comprendront un *titre*, le *nom de l'auteur*, le *laboratoire* et la *ville* où les travaux auront été effectués, un *bref sommaire* (et, si possible, également des *sommaires* en allemand et en anglais), le *texte* et des *références*. — Le texte doit être subdivisé en paragraphes, brièvement sous-titrés. Les *équations* et les *symboles* devront être écrits à la main. Les *figures* porteront des légendes qu'on rassemblera sur une seule feuille. Les *dessins* devront être directement clicables, sauf pour les inscriptions (échelle, etc.) qui seront ajoutées au crayon mou et dessinées sous leur forme définitive par l'éditeur. On tâchera d'adapter les figures aux usages d'«Acustica». L'échelle normale de réduction est de 1:3.

Le texte d'un article ne peut pas être changé sur épreuves. Les frais de correction des fautes, que les auteurs auraient laissées par négligence dans leur manuscrit, pourront leur être imputés.

Les auteurs ne reçoivent pas d'honoraires, mais ont droit à 50 tirés à part à titre gracieux. Des tirés à part supplémentaires pourront être commandés avant la publication moyennant une somme fixée à l'avance.

Il est fortement recommandé d'utiliser les unités du système pratique rationalisé, basé sur le m, le kg-masse, la seconde et l'ampère.

«Acustica» paraîtra en 6 fascicules par an, d'environ 48 pages chacun.

On peut s'abonner chez l'éditeur S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, ou chez un libraire, mais non chez les rédacteurs. Le prix de l'abonnement annuel est de 36 francs suisses, ou leur équivalent. Dans ce prix sont également compris des fascicules complémentaires éventuels.

Des ouvrages traitant d'Acoustique peuvent être soumis à la Rédaction pour compte-rendu. On voudra bien les envoyer au Rédacteur en Chef (voir ci-dessus). La Rédaction est juge de l'utilité d'un compte-rendu. Les livres ne seront pas retournés.

MANUSCRIPTS IN ENGLISH

should preferably be sent to Dr. E. G. Richardson, King's College, Newcastle upon Tyne 1. They may be sent, however, to the editor-in-chief directly: Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Netherlands. They should deal with *original research*, not yet published elsewhere. They should be typewritten, double spaced, on one side of the paper only. Articles should contain *title*, *author*, *laboratory* and *city*, a *short summary* (if possible also summaries in French and German), the *text body* and the *references*. The text should be divided into sections with short subheadings. — *Formulae* and *symbols* should be written carefully by hand. — *Figures* should have subscripts that are to be assembled on a separate sheet, all together. — *Drawings* for figures should be supplied ready for making blocks. The lettering should be done with a soft pencil. The final lettering will be effected by the publisher. The authors should adapt their drawings to the customs of the journal. The normal reduction ratio is 1:3.

The contents of an article may not be changed in the proof. Authors may be charged for extra correction due to their negligence in preparing the manuscript.

No *honorarium* is paid, but authors are entitled to 50 free reprints. Additional reprints may be ordered at a fixed price prior to the publication.

«Acustica» will be issued in 6 numbers per annum of approximately 48 pages each. The use of the *rationalized practical system of units*, which is based on the m, kg-mass, second and ampère, is highly recommended. English units should be avoided. Numerical values with English units may be added behind those in the system of units chosen, in brackets.

Subscription to be ordered from the publisher S. Hirzel, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zurich, or through the intermediary of any bookseller, not through the intermediary of the editors. Subscription rate 36 Swiss francs per volume or the equivalent in other currency. Possible special issues are included in this rate.

Books concerning acoustics only may be sent for reviewing to the editor-in-chief (see above). The editors decide upon their being reviewed or not. Books will not be returned.

MANUSKRIPTE IN DEUTSCH

sind vorzugsweise an Prof. Dr. E. Meyer, III. Physikalisches Institut der Universität, Bürgerstrasse 42, Göttingen, zu senden, können aber auch dem Hauptschriftleiter, Prof. Dr. C. W. Kosten, Mijnbouwplein 11, Delft, Niederlande, unmittelbar eingesandt werden. Alle Manuskripte sollen sich mit *Originalforschungen* befassen, die noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht worden sind. Sie sollen mit der Maschine einseitig und mit doppeltem Zeilenabstand geschrieben sein.

Die Artikel sollen enthalten: *Titel*, *Verfasser*, *Laboratorium* und *Ort*, kurze *Zusammenfassung* (wenn möglich auch Zusammenfassungen in Englisch und Französisch), den *Text selbst* und *Literaturzitate*. — Der Text ist in Abschnitte einzuteilen, die kurze Überschriften tragen. — *Gleichungen* und *Symbole* müssen sorgfältig mit der Hand geschrieben werden. Es wird gebeten, keine deutschen (Fraktur-) Buchstaben zur Kennzeichnung zu verwenden. — Die Unterschriften zu den Abbildungen sollen auf einem besonderen Blatt untereinander aufgeführt mit dem Manuskript eingereicht werden. — *Zeichnungen* der Abbildungen sind fertig zur Reproduktion einzusenden, nur die Beschriftung wird mit weichem Bleistift erbeten. Die endgültige Beschriftung erfolgt durch den Verlag. Die Abbildungen sollen dem Charakter der «Acustica» angepaßt sein. Das normale Verkleinerungsmaß ist 1:3.

Der Text einer Arbeit darf bei der Korrektur nicht geändert werden. Korrekturen, die sich durch mangelhafte Anfertigung des Manuskriptes ergeben, können dem Verfasser berechnet werden.

Honorar wird nicht gezahlt, die Verfasser erhalten 50 Sonderdrucke gratis. Weitere Exemplare können zu einem festen Preis vor der Veröffentlichung bestellt werden.

Der Gebrauch des *rationalen praktischen Maßsystems*, das sich auf m, kg-Masse, Sekunde und Ampère stützt, wird empfohlen.

Die «Acustica» erscheint 6mal pro Jahr in Heften von etwa 48 Seiten. *Abonnements* sind entweder unmittelbar beim S. Hirzel Verlag, Claridenhof, Gotthardstrasse 6, Zürich, oder über jede Buchhandlung, nicht aber bei der Schriftleitung zu bestellen. Der Abonnementspreis ist 36 Schweizer Franken pro Band oder dessen Äquivalent in anderer Währung. In diesem Preis sind allfällig erscheinende Beihefte eingeschlossen.

Besprechungsexemplare von Büchern über Akustik sind dem Hauptschriftleiter (siehe oben) zu senden. Über eine Besprechung der eingereichten Bücher entscheidet die Schriftleitung. Bücher werden nicht zurückgesandt.



AG. Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei

FEB 10 1954

AKUSTISCHE BEIHEFTE

Herausgegeben von

M. GRUTZMACHER und E. MEYER

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift

ACUSTICA

INHALT

MEYER, KURTZE, SEVERIN und TAMM, Ein neuer großer reflexionsfreier Raum für Schallwellen und kurze elektromagnetische Wellen	409—420
KUHL, OBERST und SKUDRZYK, Impulsverfahren zur Messung der Reflexion von Wasserschallabsorbern in Rohren	421—433
MEYER und SKUDRZYK, Über die akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern in Wasser	434—440
FISCHER, Herleitung der Kraftgesetze für sämtliche magnetischen und sämtliche elektrischen Schallwandler aus je einem allgemeinen Gesetz	441—448
THIEDE, Bemerkungen über Wirkungsgradmessungen an Flüssigkeitsschallwandlern	449—451
OBERST, Nachtrag zur Arbeit „Über die Dämpfung der Biegeschwingungen dünner Bleche durch fest haftende Beläge“	452

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Heft 3

1953

S. 409—452

